



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ

ПРИОРИТЕТНЫЙ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ
"ОБРАЗОВАНИЕ"



Проект «Инновационная образовательная среда в классическом университете»

Пилотный проект № 22 «Разработка и внедрение
инновационной образовательной программы «Прикладные математика
и физика»»

Физический факультет

II физическая лаборатория

А.А.Заглубский, А.Г.Рысь, Н.М.Цыганенко, А.П.Чернова

АТОМНАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Учебное пособие

Санкт Петербург

2007 г.

УДК 53.098, 537.63

Рецензент: канд. ф-м наук А.А.Пастор

Печатается по решению методической комиссии физического факультета.

Рекомендовано ученым советом ФУНЦ.

Атомная оптическая спектроскопия - СПб., 2007

В пособии собран материал, необходимый для выполнения работ "Постоянная Ридберга", "Сверхтонкая структура атомных спектров (СТС)" и "Магнитное расщепление спектральных линий (эффект Зеемана)". Приведены описания работ и кратко изложен теоретический материал, частично знакомый из курса «Атомная физика» и необходимый для выполнения работ.

Предназначено для студентов III курса физического факультета.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
3.1 ИЗ ИСТОРИИ ПЛАНЕТАРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА	8
3.2 АТОМ БОРА	23
3.3 СПЕКТРЫ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ	27
3.3.1. <i>Атом водорода и одноэлектронные ионы</i>	27
3.3.2. <i>Ридберговские серии в спектрах многоэлектронных атомов и молекул</i>	29
3.3.2.1. <i>Щелочные металлы. Квантовый дефект</i>	29
3.3.2.2. <i>Квантовомеханическая трактовка задачи об атоме водорода</i> ..	32
3.3.2.3. <i>Ридберговские серии в молекулярных спектрах</i>	39
3.4 СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА АТОМНЫХ СПЕКТРОВ	40
3.4.1. <i>Вычисление магнитных моментов ядер по сверхтонкому расщеплению уровней</i>	40
3.5 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Постоянная Ридберга"	45
3.5.1. <i>Измерение длин волн (волновых чисел)</i>	45
3.5.2. <i>Порядок работы и практические указания</i>	48
3.5.3. <i>Отчет должен содержать:</i>	50
3.6 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Спектроскопическое определение ядерных моментов" (СТС)	51
3.6.1. <i>Экспериментальное определение параметров сверхтонкого расщепления спектральных линий</i>	51
3.6.2. <i>Определение ядерного магнитного момента</i>	54
3.6.3. <i>Порядок работы и практические указания</i>	55
3.6.4. <i>Отчет должен содержать:</i>	56
3.7 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Магнитное расщепление спектральных линий" (Эффект Зеемана)	57
3.7.1. <i>Введение</i>	57
3.7.2. <i>Эталон Фабри—Перо и работа с ним</i>	59
3.7.3. <i>Особенности применения эталона Фабри-Перо для измерения магнитного расщепления спектральных линий</i> ..	64
3.7.3.1. <i>Практические указания</i>	65
3.7.4. <i>Требования, предъявляемые к отчету</i>	67
3.7.4.1. <i>Условные обозначения:</i>	68
ЛИТЕРАТУРА	69

К разделу атомной спектроскопии относятся следующие лабораторные работы:

1. "Постоянная Ридберга", в которой Вы будете наблюдать одну из спектральных серий атома водорода, проверите закон следования линий в ней и определите величину постоянной Ридберга, энергию связи электрона в простейшем атоме;
2. "Интерферометр Майкельсона", с помощью которого можно измерить величину так называемого *изотопного эффекта*, зависимости энергии электронных орбиталей от массы ядра. Этот эффект возникает из-за наличия у связанного с ядром электрона *механического орбитального момента* количества движения;
3. "Сверхтонкая структура атомных спектров (СТС)", возникающая из-за наличия собственного магнитного момента и у атомного ядра.
4. "Эффект Зеемана", в котором проявляется наличие у электрона *магнитного момента*, – орбитального и спинового. Наблюдая расщепление и смещение атомных термов во *внешнем* магнитном поле, можно определить величину магнитного момента и убедиться в том, что это – квантованная величина;

ВВЕДЕНИЕ

В оптических спектрах атомов и молекул могут быть выделены группы линий, называемые *сериями*, которые объединены каким-либо простым законом изменения параметров начального или конечного состояний атома (молекулы), участвующих в переходе. Например, в молекулах – колебательные или вращательные серии, т.е. переходы между состояниями с фиксированными электронными конфигурациями, но различной энергией колебательного возбуждения. Или фиксированы электронные и колебательные возбуждения, но различаются вращательные состояния. Все возбуждения квантуются, так что каждому атомному или молекулярному состоянию (терму) соответствует вполне определенная внутренняя энергия, а переходу между двумя любыми термами – вполне определенная энергия фотона.

В атомах существует только электронное возбуждение, а в атоме водорода - простейший набор термов, определяемый возможными *стационарными* состояниями электрона в поле *единичного точечного заряда* протона. В атомах щелочных металлов для единственного *валентного электрона* состояния почти те же, так как ядро вместе с *остовными электронами* в сумме образуют эффективный *единичный заряд*. Наружный электрон на орбитах большого радиуса (когда этот *единичный заряд* можно считать *точечным*), должен иметь почти те же энергии, что и электрон атома водорода на дальних орбитах. Отличие в том, что, во-первых, орбитали¹ наружного и внутренних электронов все-таки перекрываются и это уже отличает картину от простейшей, водородной. А во-вторых, это перекрывание различно для *подуровней, различающихся орбитальным квантовым числом* (см. [1]). Но это мы знаем сейчас, а во времена Ридберга удалось просто обнаружить, что *все линии в спектрах всех атомов* расположены в сериях, описываемых простым законом:

¹ Орбиталями называют *фиксированные стационарные состояния* электронов, характеризующиеся *фиксированным набором квантовых чисел* и, конечно, энергией. Каждой атомной орбитали соответствует некоторое пространственное распределение вероятности обнаружения занимающего ее электрона, которое удобно разложить на радиальную и угловую составляющие (*сферические гармоники*). Радиальное распределение даже для орбиталей с малой энергией связи отлично от нуля и в непосредственной близости от ядра, см. [1], глава 2.

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{(n_1 + \mu_1)^2} - \frac{1}{(n_2 + \mu_2)^2} \right), \quad (\text{B.1})$$

где $\tilde{\nu} \equiv 1/\lambda$ (см⁻¹) – волновое число, R – постоянная Ридберга, выраженная в обратных сантиметрах, n_1 и n_2 – целые числа, μ_1 и μ_2 – дробные добавки, постоянные для данной серии линий¹.

Для водорода $\mu_1 = \mu_2 = 0$. При фиксированном n_1 линии с различными $n_2 = (n_1 + 1), (n_1 + 2), (n_1 + 3) \dots$ образуют серию. При $n_1 = 2$ – серию Бальмера, которая попадает в видимую область, а потому была изучена первой. Серия Лаймана ($n_1 = 1$) приходится на вакуумную ультрафиолетовую область (воздух поглощает излучение с $\lambda < 185$ нм) и потому была обнаружена последней, почти 40 лет спустя.

Вам предстоит проверить правильность формулы Бальмера-Ридберга и определить величину постоянной R (в работе "постоянная Ридберга"), либо проверить правильность первой квантовой теории, теории атома Резерфорда-Бора и определить величину сдвига линий в спектрах водорода и дейтерия, возникающую из-за различия масс ядер. А заодно – познакомиться с простейшими оптическими спектральными приборами – трехгранной призмой или интерферометром Майкельсона, который был им придуман для того, чтобы проверить, как скорость света зависит от взаимной ориентации луча и скорости Земли.

Формула (B.1) сыграла очень заметную роль в зарождении и становлении квантовой механики и современных представлений о микромире. Она была найдена экспериментально, при поиске закономерностей в спектрах, которые помогли бы найти ключ к строению атома, или хотя бы к тайне процесса излучения. И она дала необходимую информацию, причем так много сразу, что для осознания ее потребовалось 23 года, ушедших на вполне естественные попытки описания процессов излучения и поглощения в рамках сформированных веками законов классической физики. Были и редкие успехи, и более частые неудачи на этом пути, но в конце концов именно попытки классического описания свойств излучения и привели к формулировке основ квантовой физики. В том числе (или в первую очередь) – к

¹ Позже, когда стала ясна природа этой закономерности, знаменатели стали записывать как $(n - \Delta)$, где Δ может быть и больше единицы, а n – номер атомной орбиты. Поправки Δ – результат взаимного проникновения электронных оболочек. Называют их *квантовый дефект*.

признанию самого факта квантования состояний, которое, как сейчас это видно, совершенно явно записано в формуле (B.1). Если это равенство домножить на hc , то получим, что энергия фотона $h\nu$ равна разности энергий начального и конечного состояний.

3.1 ИЗ ИСТОРИИ ПЛАНЕТАРНОЙ МОДЕЛИ АТОМА

Началом оптических исследований считается 1666 год, когда И.Ньютон (I.Newton, 1643-1727), разложив призмой белый свет в спектр, открыл явление спектральной дисперсии [2]. В отличие от Франческо Гримальди (F.Grimaldi, 1618-1663), несколько раньше разложившего спектр и призмой, и дифракционной решеткой¹, Ньютон сделал крупный шаг от описательной к доказательной, точной науке. В обсуждениях возможной природы света он склонялся к корпускулярной теории и основным аргументом было то, что "относительно света неизвестно ни одного случая, чтобы он распространялся по извилистым ходам или загибался внутрь тени". Волна же должна огибать препятствия как морская волна огибает камни. Правда, дифракционные кольца при прохождении луча через малое отверстие наблюдал еще Гримальди, а Ньютон наблюдал интерференционные кольца и "загибание" лучей близ края препятствия. Но он объяснял эти явления некими "приступами" легкого отражения или легкого преломления² и "притяжением" частиц света к частицам материи.

В то же время, в 1690 г., появилась и работа Х.Гюйгенса (Chr.Huygens, 1629-1695) "Трактат о свете". Гюйгенс исходил из волновых представлений и ему удалось описать прямолинейное распространение света, отражение, преломление, атмосферную рефракцию. Принцип Гюйгенса, согласно которому каждую точку волнового фронта можно рассматривать как источник, сохранился до сих пор. Одним из оснований того, что "свет состоит в движении какого-либо вещества" было, как ни странно это сейчас звучит, то обстоятельство, что "возникает свет от огня и пламени, т.е. от тел, находящихся в очень быстром движении" [3]. Это движение должно передаваться частицам эфира. Но здесь Гюйгенс проводил аналогию со звуком и считал, что свет – продольная волна. Поэтому он не смог объяснить законы прохождения света через два скрещенных двулучепреломляющих кристалла, и вообще

¹ Термин *дифракция* ввел Гримальди. Его работа "Физико-математический трактат о свете, цветах и радуге", вышла в 1665 году, после смерти автора, но до начала работ Ньютона.

² Я.И.Френкель (1894-1952, член-корреспондент АН СССР, зав. теоретическим отделом Физико-технического института и зав. кафедрой теоретической физики Политехнического ин-та; работал в области физики твердого тела, жидкостей, атомного ядра) в этих "приступах" легкого отражения или преломления видел интуитивное указание на вероятностный характер квантовых процессов.

явление поляризации было необъяснимо волновой теорией и поддерживало корпускулярную.

XVIII век не отмечен серьезными открытиями, повлиявшими на борьбу корпускулярных и волновых представлений. Считается, что большинство исследователей придерживалось корпускулярных концепций, но ряд крупных ученых отстаивал волновую теорию. В том числе Г.Лейбниц (G.Leibniz, 1646-1716), М.В.Ломоносов (1711-1765), Л.Эйлер (L.Euler, 1707-1783). Они считали, что природа состоит из "грубой" материи и "тонкого" вещества, эфира, менее плотного, но более упругого. Все физические явления – результат их движения и взаимодействия. В оптике Эйлер создал собственную волновую теорию, в которой свет также рассматривался как колебания эфира. Он описал законы преломления в зависимости от параметров среды и угла падения. Двулучепреломление объяснил зависимостью скорости света от направления распространения луча. Считал, что цвет зависит от частоты луча, причем синий цвет имеет большую частоту, чем красный.

В истории оптики XVIII век – начало фотометрии и период совершенствования оптических приборов. Опубликованы работы П.Бугера (P.Bouguer, "Оптический трактат о градации света", 1729 г.) и И.Ламберта (J.Lambert, "Фотометрия, или об измерениях и сравнениях света, цветов и теней", 1760г.). Появились понятия *яркости* и *освещенности*, получен закон Бугера-Ламберта-Бера. В 1758 г. (J.Dollond, 1706-1761) построен первый ахроматический объектив (возможность его построения была обоснована еще в теории Эйлера). В 1786 Д.Ритенгаус создал дифракционную решетку.

В 1801–1803 г.г. Т.Юнг (Th.Young, 1773 -1829) наблюдает интерференцию света, прошедшего через два близко расположенных малых отверстия, и объясняет ее суперпозицией волн. По наблюдаемой интерференционной картине он первый измерил длины волн и получил 0,7 мкм для красного и 0,42 мкм для крайнего фиолетового цвета. Но поляризационные явления еще не могли быть осмыслены в волновых представлениях. Э.Малюс (E.Malus, 1775-1812), победивший в конкурсе Парижской Академии наук 1808 года на лучшую математическую работу по теории двойного лучепреломления, исходил из корпускулярной модели Ньютона. Корпускулы естественного света несферичны и ориентированы хаотично, а при прохождении через одноосный кристалл или при отражении (от воды – под углом $52^{\circ}45'$) ориентируются определенным образом.

Работы по исследованию поляризации в первые 15 лет XIX века сильно укрепили позиции сторонников корпускулярной модели, поскольку продольной волной объяснить поляризационные явления не удавалось. К четкому утверждению о том, что свет – поперечная волна, пришел О.Френель (A.Fresnel, 1788-1827) в 1821 г. Эта мысль возникла в результате успехов волновой теории, на основе которой ему удалось из единых принципов и описать интерференцию света, и разработать теорию дифракции (1818 г.). Он ввел также представления о когерентности элементарных волн. Но только предположение о поперечных колебаниях позволяло ему объяснить также и зависимость эффективности интерференции пучков от их относительной поляризации.

Теория Френеля была красива, но математически не строго обоснована. Волновая концепция на этом еще не утвердилась. Д.Араго (D.Arago, 1786-1853), ранее поддерживавший Френеля и работавший с ним, заявил (в 1851 г.), что "не может более следовать идеям Френеля с тех пор, как тот стал говорить о поперечных колебаниях эфира" ([3], стр.207). Выглядели вполне убедительными и доводы Д.Брюстера (D.Brewster, 1781-1868), который считал невозможным приписывать Творцу "столь грубую идею, как заполнение всего пространства эфиром для того только, чтобы создать свет".

Волновая теория стала доминирующей со второй половины XIX-го века. В 1842 г. был открыт и в 60-х годах использован для измерения скорости звезд эффект Х. Доплера (Ch.Doppler, 1803-1853). В 1860-1865 г.г. разработана теория Дж.Максвелла (J.Maxwell, 1831-1879), показавшего, что свет – поперечная электромагнитная волна. Из уравнений Максвелла вытекало, в частности, существование светового давления ($p = \rho$, где ρ – объемная плотность энергии излучения), которое он рассчитал в 1873 г.¹ и которое было использовано в термодинамическом анализе светового поля, приведшего в конце концов к формуле Планка. Наконец, в 1882 г. Г. Кирхгоф (G.Kirchhoff, 1824-1887) разработал [4] строгую теорию дифракции, а Г.Роуланд (H.Rowland, 1848-1901) изготовил вогнутую дифракционную решетку и в 1883 г. разработал ее теорию. Все законы геометрической оптики, поляризации, отражения и преломления нашли объяснение именно в вол-

¹ Когда в 1899 г. П.Н.Лебедев экспериментально измерил это давление, У.Томсон (лорд Кельвин, W.Thomson, 1824-1907) сказал: "Я всю жизнь воевал с Максвеллом, не признавая его светового давления, и вот ... Лебедев заставил меня сдаться перед его опытами" (Цитата приведена в [3]).

новой теории, а законы излучения и поглощения света пока что (по крайней мере, явно) не противоречили ей.

Атомная спектроскопия и спектральный анализ зародились и развивались в то же время, когда волновая теория света укрепляла свои позиции. Наличие *линейчатых спектров испускания* известно с 1815 г. В спектре свечи Й.Фраунгофер (J.Fraunhofer, 1787-1826) обнаружил яркую желтую линию (натрия), а затем, желая найти такие же четкие линии в спектре Солнца, обнаружил их, но не яркие, а наоборот, темные (они и сейчас называются фраунгоферовыми). Линейчатый реперный спектр очень полезен для привязки к шкале длин волн, поэтому начались поиски таких реперов и вскоре были обнаружены четкие яркие линии в спектрах практически всех других источников. Было показано, в частности, что спектр электрической искры при больших давлениях газа определяется только материалом электродов (Ч.Уитстон (Ch.Wheatstone, 1802-1875), 1835 г.), а при низких можно получить чистый спектр газа (А. Ангстрем (A.Angström, 1814-1874), 1855 г.).

Техника спектральных исследований к концу века была развита уже почти до совершенства. Для измерений интенсивности использовались термостолбики, болометры и фотографические эмульсии. Разработаны эффективные и точные спектральные приборы – призмённые, дифракционные, интерферометрические. В 80-х годах появились и приборы на основе вогнутой дифракционной решетки Г.Роуланда, разработавшего и теорию, и технологию изготовления качественных решеток до 800 штрихов на миллиметр. Точность измерений и интенсивности, и длины волны уже вполне достаточна, все было подготовлено к началу исследований процессов испускания и поглощения света. Даже спектральная область оптического излучения была расширена на ультрафиолетовую и инфракрасную.

В 1850 г. М.Меллони (M.Melloni, 1798-1854) опубликовал трактат "О тепловых цветах", который в основном посвящен анализу существа "тепловых лучей"¹. К тому же, стремясь доказать их идентичность световым лучам, он исследовал излучательную и поглощательную способ-

¹ Сначала не было известно, что между ИК- и видимой областью нет принципиальной разницы, но было известно, что *инфракрасные лучи* несут основную долю тепла, отсюда и их название — *тепловые*.

ность различных тел, в том числе и черней¹. Это было началом серьезных исследований взаимодействия излучения с веществом.

В 1859-1862 появились работы Г.Кирхгофа и Р.Бунзена (R.Bunsen, 1811-1899), с которых начинается история *спектрального анализа*. Кирхгоф показал, что газы поглощают в точности те же линии, которые они способны излучать (явление обращения спектральных линий обнаружено было раньше). Кроме того, было доказано, что все атомы имеют свои *характеристичные* спектры. Рубидий и цезий открыты Кирхгофом именно по спектрам, отличавшим их от известных атомов, и названы по цветам их основных линий (*rubeus* – красный, *caesius* – голубой). После этой работы по исследованию спектров веществ развернулись очень широко в разных лабораториях и скоро были составлены первые атласы атомных спектров.

В 1885 г. И.Бальмер (J.Balmer, 1825-1898) нашел, что спектральные линии атомов водорода, наблюдаемые в видимой области спектра (их обозначают H_α , H_β , H_γ , H_δ), имеют длины волн, описываемые простой формулой:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{m^2}{m^2 - 4}, \quad m = 3, 4, 5, 6 \dots, \quad \lambda_0 = 3645,7 \text{ \AA} \quad (3.1.1)$$

Это была первая крупная удача в систематизации атомных спектров, начавшейся в 1869 г. с маленькой заметки². В ней Э.Маскар обратил внимание на то, "что шесть главных линий натрия являются дублетами и что расстояние между двумя линиями, составляющими каждую из групп, одно и то же...". Там же он обсуждает обнаруженные им триплеты Mg и, считая маловероятным, "что повторение подобного явления – случайный эффект", формулирует главную задачу спектрального анализа как выяснение вопроса, "существует ли связь между различными линиями одного и того же вещества или между спектрами аналогичных веществ". Маскар предполагает, что "эти группы похожих линий являются гармониками, связанными с молекулярным строением излучающего газа". Иными словами, атомы излучают некоторый сложный оптический сигнал, а наблюдаемые спектральные линии – его со-

¹ Чернями называют мелкодисперсные металлические покрытия, имеющие предельно низкие коэффициенты отражения. Некоторые серебряные черни поглощают более 99% падающего на них излучения.

² Mascart E., Comptes Rendus, 1869, v.69, p.337-338.

ставляющие, гармоники. Естественно, все гармоники возникают одновременно, в одном акте излучения.

Успех Бальмера, естественно, стимулировал дальнейшие поиски "гармонических серий линий" и в 1890 г. И.Ридберг (J.Rydberg, 1854-1919) сообщил об общих закономерностях (подробнее см. в [5], глава 2, и в [1]), проявляющихся в *спектрах всех известных элементов*. В шкале *волновых чисел* $\tilde{\nu} = 1/\lambda$ они могут быть записаны как:

$$\tilde{\nu} = \tilde{\nu}_0 - R / (m + \mu)^2, \quad (3.1.2)$$

где $\tilde{\nu}_0$ и R – константы, m – целое число, μ – дробная добавка, постоянная для линий одной серии¹. Формула Бальмера – частный случай (3.1.2), при $\mu = 0$, $\tilde{\nu}_0 = 1/\lambda_0$ и $R = 4/\lambda_0$. Для R Ридберг получил значение $109721,6 \text{ см}^{-1}$.

Последовал ряд работ по проверке и уточнению формулы (3.1.2), в основном, закончившийся в 1896 г. В спектрах щелочных металлов еще в 80-х годах были обнаружены три серии, названные *главная*, и *1-я* и *2-я побочные*. Линии 1-й побочной диффузные, 2-ой – резки. Числа μ у них различны, так что обозначать их стали первыми буквами названий серии: *principal*, *diffuse*, *sharp*. Волновые числа их линий могут быть систематизированы следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{главная серия} & \tilde{\nu} = \frac{R}{(1+s)^2} - \frac{R}{(n+p)^2}, \quad n = 2, 3, \dots \\ \text{1-я побочная} & \tilde{\nu} = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+d)^2}, \quad n = 3, 4, \dots \\ \text{2-я побочная} & \tilde{\nu} = \frac{R}{(2+p)^2} - \frac{R}{(n+s)^2}, \quad n = 2, 3, \dots \end{array} \right. \quad (3.1.3)$$

Здесь уже в явном виде записаны не только законы квантования атомных состояний, но даже обнаружены поправки, которые теперь

¹ После этого частотная шкала стала широко использоваться, но первым "выразить положение всех линий в спектре в шкале обратных длин волн" предложил Дж.Стони (G.J.Stoney, 1826-1911) в 1871 г. Он использовал для *волнового числа* обозначение k , которое теперь принято для *волнового вектора* $k = 2\pi/\lambda$. К.Рунге (C.Runge, 1856-1927) тоже изучил закономерность расположения спектральных линий щелочных и щелочноземельных металлов и записал ее в обратных длинах волн. Мы будем пользоваться не обозначениями первоисточников, а современными.

записываются как отрицательные числа и называются *квантовым дефектом*, учитывающим взаимное проникновение электронных оболочек. Как кажется сейчас, характеристичность спектров, наличие весьма простых законов расположения атомных линий, тем более – формула Бальмера-Ридберга и законы фотоэффекта¹ были прямым указанием на необходимость квантово-энергетической трактовки процессов поглощения и испускания излучения. Но в 90-х годах такая трактовка была еще невозможна, а компоненты атомного спектра все еще считались *гармониками*, Фурье–спектром единого оптического сигнала, испускаемого атомом. Только после работ Планка и Эйнштейна, в 1907 г. А.Конвей (A.Conway, 1875-1950) показал, что в каждый момент атом может испустить только одну линию спектра. Затем, в 1908 г. В.Ритц (W.Ritz, 1878-1909) смог сформулировать *комбинационный принцип (Ридберга-Ритца)*, согласно которому частота (или волновое число) любой спектральной линии может быть представлена как комбинация частот других линий. Или: спектральные линии могут быть представлены как разность *спектральных термов* T_i :

$$\bar{\nu} = T_1(n_1) - T_2(n_2) \quad (3.1.4)$$

А возникли современные квантовые представления при попытке описания не этих явно квантовых процессов, а законов термически равновесного, сплошного спектра излучения черного тела.

Само понятие *абсолютно черного тела* ввел Г.Кирхгоф. В 1859 г., рассмотрев условие энергетического баланса между двумя плоскостями, окруженными идеально отражающей стенкой большой полости, он установил и основной закон излучения, согласно которому "для лучей той же самой длины волны отношение испускательной способности к поглощательной при той же температуре одинаково для всех тел". Эта всеобщность впоследствии послужила одним из основных аргументов, привлечших к проблеме теплового излучения Планка, искавшего *абсолютные* законы природы.

¹ Явление фотоэлектронной эмиссии открыто в 1887 г. Г.Герцем (H.Hertz, 1857-1894). В 1889 установлено, что величина фототока пропорциональна интенсивности света (А.Г.Столетов, 1839-1896). Несколько позже, в 1899–1902 г.г., Ф.Ленард (P.Lenard, 1862-1947) показал, что при фотоэффекте высвобождаются именно электроны, и что их кинетическая энергия прямо пропорциональна частоте возбуждающего излучения.

Потребности светотехнической промышленности активизировали работы в этом направлении после того, как в 1872 А.Н.Лодыгин изобрел лампу накаливания, а в 1879 Т.Эдисон (Т.Edison, 1847-1931) сделал ее более долговечной.

В 1879 Дж.Стефан (J.Stefan, 1835-1893) экспериментально определил, что энергия излучения в полости пропорциональна 4-й степени температуры, а в 1884 Л.Больцман (L.Boltzmann, 1844-1906) вывел этот закон из термодинамических соображений. Излучение имеет энергию $W = V\rho(T)$, давление $p = \rho(T)$, так что при температуре T в объеме V в равновесии справедливо:

$$\begin{aligned}TdS &= dW + pdV = \rho dV + V \frac{d\rho}{dT} dT + \frac{1}{3} \rho dV = \\ &= V \frac{d\rho}{dT} dT + \frac{4}{3} \rho dV.\end{aligned}\tag{3.1.5}$$

Отсюда можно получить (см. [6], приложение 33):

$$\frac{d\rho}{dT} = 4 \frac{\rho}{T}, \quad \text{или} \quad \rho = aT^4.\tag{3.1.6}$$

Это и есть закон Стефана-Больцмана. В 1893 г. В.Вин (W.Wien, 1864-1928) рассмотрел изменение энергии равновесного излучения при адиабатическом сжатии, уменьшении объема полости. Эффект Доплера приведет к смещению частот, но энтропия останется неизменной. Для спектральной плотности излучения ρ он получил выражение:

$$\rho_\nu = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right) \quad \text{или} \quad \rho_\lambda = \lambda^{-5} f_1(\lambda T),\tag{3.1.7}$$

т.е. форма спектральной зависимости ρ и положение ее максимума определяется некоторой универсальной функцией от λT , вид которой нельзя определить из термодинамики, но можно найти из эксперимента. Для коротковолновой части спектра закон (3.1.7) выполняется очень хорошо. Было найдено, что $\lambda_{\max} T \approx 0,2898$ см·град. Но в области длинных волн и при высоких температурах этот закон оказался неверен. В 1900 г. Дж.Рэлей (J.Rayleigh 1842-1919) из законов статистической механики получил для плотности излучения $\rho_\nu = CT$, пропорциональность температуре. Дж.Джинс (J.Jeans, 1877-1946) в 1905 г. продолжил эти

работы и получил выражение (3.1.11), стр. 17. Закон Релея-Джинса также хорошо выполняется, но только для длинноволновой области.

М.Планк (M.Planck, 1858-1947) начал работать над проблемой излучения черного тела в 1896 г. (см. статьи о Планке в [7, 8, 9]). Он представил себе модель излучающего и поглощающего тела как ансамбль линейных гармонических осцилляторов, слабо затухающих и взаимодействующих с излучением только той же частоты. Исходя из теории Максвелла, он рассчитал соотношение между плотностью излучения ρ и средней энергией осцилляторов u :

$$\rho = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}u \quad (3.1.8)$$

Вся сложность оказалась в том, чтобы найти выражение для u . Классическая термодинамика использует такие понятия, как внутренняя энергия, свободная энергия, энтропия. Энтропия S определяется вероятностью P реализации состояния с данной энергией, $S = k \cdot \ln P$. Вероятность каких-либо сочетаний из счетного числа частиц рассчитать нетрудно и тогда Планк предположил, что осцилляторы могут иметь только энергии, кратные некоторой величине, пропорциональной их частоте: $\varepsilon_0 = h\nu$. Полная энергия определяется числом этих *элементарных возбуждений*, а энтропия – количеством энергетически идентичных способов их распределения по осцилляторам. Для средней энергии осциллятора, с учетом Больцмановской вероятности заполнения состояний с энергией E , $p = \exp(-E/kT)$, получаем:

$$u = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} n\varepsilon_0 \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)}{\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{n\varepsilon_0}{kT}\right)} = \frac{\varepsilon_0}{\exp\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right) - 1}, \quad (3.1.9)$$

а для плотности излучения:

$$\rho = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (3.1.10)$$

в прекрасном согласии с экспериментом для всей спектральной области. Возникла новая постоянная $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, которую Планк назвал

квантом действия. Он хотел перейти затем к пределу $h \rightarrow 0$, но этот переход приводит к закону Рэлея-Джинса:

$$\rho = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} kT \quad (3.1.11)$$

и к "ультрафиолетовой катастрофе" (с увеличением ν плотность излучения неограниченно возрастает). Величина h была определена из закона смещения Вина.

Постоянная Планка введена интуитивно, ее появление в физике было оправдано лишь тем, что несложное предположение позволило существенно продвинуться в описании законов излучения, а отказ от него снова заводит в тупик. Много позже, анализируя ход событий этого времени, П.Дирак писал [10]: "Первым шагом (к развитию квантовой теории) было, конечно, введение Планком конечного кванта энергии при описании электромагнитного поля. Это было нелегко принять, и физикам пришлось согласиться на это только под давлением экспериментальных данных".

Планк понимал, сколь серьезно сделанное им открытие, но продолжал искать истоки этого квантования в классических теориях, не хотел постулировать квантование и отказываться от классической термодинамики, статистики и уравнений Максвелла. Представление о *кванте света*, *фотоне*¹, ввел в 1905 г. А.Эйнштейн (A.Einstein, 1879-1955), но тоже пока как "эвристическую точку зрения относительно порождения и преобразования света" [8]. Она вытекала (см. [5], раздел 1.3) из закона изменения энтропии монохроматического излучения при адиабатическом увеличении объема. Сравнив полученное выражение с аналогичным для газов, Эйнштейн заключил, что "монохроматическое излучение ... в смысле теории теплоты ведет себя так, как будто состоит из независимых друг от друга квантов энергии величиной" $h\nu$. В подтверждение правомочности такой точки зрения он рассмотрел уже известные к тому времени законы внешнего фотоэффекта. Знаменитое соотношение для кинетической энергии фотоэлектронов:

$$h\nu - h\nu_0 = E_{\text{кин.макс}} \quad (3.1.12)$$

¹ Термин *фотон* был предложен Г.Н.Льюисом (G.N.Lewis, 1875-1946) в 1926 г.

сейчас кажется естественным следствием закона сохранения энергии, но в 1905 г. имело, в основном, мировоззренческий смысл. Кроме утверждения принципов квантования света, оно позволяло связать величину h с электрическими единицами кулон и вольт, так как $E_{\text{кин.}}$ может быть измерена по величине потенциала, задерживающего электронный поток.

В 1907 г. Эйнштейн весьма успешно применил идеи квантования и к чисто термодинамической проблеме, никак не связанной с излучением. Предположив, что энергии колебаний атомов кристалла также квантуются с постоянным шагом $\varepsilon_0 = \hbar\omega$, он получил формулу теплоемкости, правильно описывающую эксперимент в области очень низких температур, пока kT сравнима с $\hbar\omega$. При неизменной концентрации атомов внутренняя энергия кристалла пропорциональна средней энергии осциллятора (3.1.9) и становится пропорциональной температуре (закон Дюлонга и Пти) только при $kT \gg \hbar\omega$. В 1912 г. П.Дебай (P.Debye, 1884-1966), в тех же предположениях о квантовании осцилляторов, но отказавшись от постулата фиксированной частоты и смоделировав реальный спектр в области малых энергий, описал теплоемкость кристаллов и при низких температурах¹ (закон $C \sim T^3$).

После работ Ридберга, Планка, Эйнштейна, Ритца "оптическая сторона" проблемы атомных спектров была решена, но оставалось неясным строение атома.

Идея о дискретности электрического заряда высказывалась еще М.Фарадеем в 1833 г. (M.Faraday, 1791-1867). Она довольно логично вытекала из законов электролиза. В 1881 Дж.Стони (G.Stoney, 1826-1911) опубликовал свои работы по вычислению величины элементарного заряда. Он же предложил для него и название – *электрон*. В 1895 г. Ж.Перрен (J.Perrin, 1870-1942) экспериментально доказал, что катодные лучи – поток отрицательно заряженных частиц, а в 1896 Дж.Дж.Томсон (J.Thomson, 1856-1940) по их отклонению в полях показал, что это – электроны и их масса в 1837 раз меньше массы иона водорода. Состоялось, таким образом открытие электрона, а за ним последовало огромное количество новых моделей атома [5], содержащих электроны как вкрапления.

¹ Модели Эйнштейна и Дебая описывают вклад в теплоемкость оптических и акустических фононов соответственно.

Ж.Перрен в 1901 г. выдвинул идею о том, что атом – малая положительно заряженная частица, *окруженная* электронами, компенсирующими ее заряд. Внутренние электромагнитные силы стабилизируют систему, а частоты эмиссионных линий соответствуют частотам ее вращения.

Согласно модели Дж.Дж.Томсона (1903 г.), атом водорода – положительно заряженная сфера радиусом порядка 10^{-8} см, *внутри* которой колеблется электрон. Заряды связаны квазиупругими силами, что соответствовало предположениям, на которых развивались теории взаимодействия излучения с веществом, в том числе – дисперсии и поглощения. Разработка этой модели очень скоро показала, что электроны не могут быть вкраплены в это облако случайным образом и Дж.Дж.Томсону принадлежит (1904 г.) идея о том, что электроны в атоме разделены на группы и образуют различные конфигурации, что и определяет периодичность элементов. Таблица Д.И.Менделеева составлена 17 февраля 1869 г. и отпечатана под заголовком "Опыт системы элементов, основанный на их *атомном весе* и химическом сходстве" [9]. Еще Ридберг начинал свои исследования атомных спектров, полагая, что они должны привести к пониманию периодической системы и считал, что основной характеристикой атома является не вес, а номер. Дж.Дж.Томсон дополнил эту идею представлениями о количестве электронов в атоме, определяемом его номером.

Но правильно описать законы излучения и фотоэффекта не удалось, и поиски продолжались. Нагаока (H.Nagaoka, 1865-1950) в том же 1903 г. предложил "Сатурнианскую" модель, согласно которой электроны вращаются вокруг положительно заряженной частицы на равных расстояниях друг от друга и с общей угловой скоростью. Частоты эмиссионного спектра соответствуют поперечным колебаниям электронов. Модели Перрена и Нагаоки дальше развивал Никольсон, но не вполне убедительно. Модель Дж.Дж.Томсона пользовалась большим доверием. До Бора ближе всех к правильному описанию строения атома и его спектров излучения был, вероятно, А.Э.Гааз¹ (A.Naas, 1884–1941) [5]. Он в 1910 г. рассмотрел круговое движение электронов по поверхности положительно заряженной сферы в модели Дж.Дж.Томсона и получил для энергий атомных термов почти ту же формулу, что позже Бор. Но его предположения и основания для введения квантования с использо-

¹ Не путайте с Вандер де Гаазом (1878–1960), соавтором эффектов Эйнштейна-де Гааза, Шубникова– де Гааза, де Гааза–ван Альфена.

ванием планковского кванта действия были не очень убедительны, да и результат оказался неправильным. Развития эта модель не получила и Бор о ней не знал.

Когда в 1911 г. Э.Резерфорд (E.Rutherford, 1871-1937) на заседании Философского общества в Манчестере изложил свою модель, по которой весь положительный заряд и почти вся масса атома сосредоточены в пространстве радиусом на пять порядков меньше радиуса атома. Он не нашел поддержки и понимания. Дело в том, что при положительном точечном заряде электроны не могут ни покоиться (по теореме Ирншоу (S.Earenschow) потенциал электростатического поля имеет экстремумы только на создающих его зарядах, так что покоящийся электрон неизбежно должен упасть на ядро), ни двигаться. Движение здесь возможно только с ускорением, а по законам электродинамики электрон в этом случае должен излучать и быстро растратить любую энергию. Но закон рассеяния α -частиц¹ не описывался моделью Томсона. В ней отклонение на большие углы возможно только при многократном рассеянии, что дает экспоненциальную зависимость интенсивности от угла. В предположении же точечного ядра и однократного акта рассеяния получилась зависимость $\sin^{-4}(\varphi/2)$, в соответствии с экспериментом.

Н.Бор в это время был практикантом у Дж.Дж.Томсона, но в 1912 г. перешел к Резерфорду, где занялся сначала рассеянием α -частиц. Он признавал доказанность модели Резерфорда. Стационарные состояния атома, в которых электрон движется по круговой или эллиптической орбите вокруг ядра и не излучает, никак не вытекали из классической механики и электродинамики Максвелла, Н.Бор их постулировал под давлением экспериментальных данных². Сложность заключалась только в определении принципа квантования орбит.

Если к электрону в атоме применить ньютоновы законы механики, то в стационарном состоянии на круговой орбите радиуса r сила притяжения должна быть равна центростремительной:

¹ Сами измерения рассеяния были выполнены ранее учениками Резерфорда.

² Факт наличия характеристических оптических спектров после работы Эйнштейна уже допускал такое предположение. Кроме того, Р.Уиддингтон (R.Whiddington) в 1911 г. наблюдал резкие аномалии в рентгеновском излучении металлов при определенных энергиях бомбардирующих электронов. Н.Бор об этой работе знал [5].

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{e^2}{r^2} \quad \text{или} \quad mv^2 = \frac{e^2}{r}. \quad (3.1.13)$$

При образовании атома из удаленных друг от друга электрона и протона будет выделена энергия E . Величина $W = -E$ – энергия связи системы:

$$W = -E = \frac{mv^2}{2} - \frac{e^2}{r} = -\frac{e^2}{2r} < 0. \quad (3.1.14)$$

Отсюда, поскольку $v = 2\pi\nu r$, для радиуса орбиты и частоты обращения электрона ν получаются:

$$r = \frac{e^2}{2E}, \quad \nu = \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{E^{3/2}}{\pi e^2}, \quad \omega = 2\sqrt{\frac{2}{m}} \frac{E^{3/2}}{e^2} \quad (3.1.15)$$

Эти соотношения могут быть выполнены при любых E и никаких указаний на причины или способ квантования состояний, найти не удалось, пока Бора не познакомили со спектроскопическими работами, формулой Бальмера-Ридберга и комбинационным принципом Ридберга-Ритца. Это было последнее недостающее звено и через два месяца работа была написана. Сложность возникла только в обосновании закона квантования, согласующегося со спектром атома водорода. Как показал Бор, и как подтвердила в дальнейшем современная квантовая механика, этот закон заключается в квантовании орбитального момента электрона с шагом $\hbar/2\pi$. В конце своей статьи Бор так суммировал суть полученных результатов¹:

- "1) Энергия излучения испускается (или поглощается) не непрерывным образом, как это принимается в обычной электродинамике, а только лишь во время перехода системы между различными "стационарными состояниями".
- 2) Динамическое равновесие систем в стационарных состояниях определяется обычными законами механики, но эти законы несправедливы для перехода систем между различными стационарными состояниями.

¹ Цитируется по [5], стр 89.

- 3) Излучение, испускаемое во время перехода системы между двумя стационарными состояниями, однородно, а соотношение между частотой ν и полной испущенной энергией E имеет вид $E = h\nu$, где h - постоянная Планка.
- 4) Различные стационарные состояния простой системы, состоящей из электрона, вращающегося вокруг положительного ядра, определяются условием, согласно которому отношение полной энергии, испущенной при образовании конфигурации¹, к частоте обращения электрона является целым кратным величины $h/2\pi$. Если принять, что орбита электрона круговая, это предположение эквивалентно предположению, что момент импульса электрона, обращающегося вокруг ядра, равен целому кратному величины $h/2\pi$.
- 5) "Перманентное" состояние любой атомной системы, т.е. состояние, в котором испущенная энергия максимальна, определяется из условия, что момент импульса каждого электрона относительно центра его орбиты равен $h/2\pi$."

¹ Имеется в виду энергия E в (3.1.14), (3.1.15).

3.2 АТОМ БОРА

Н.Бор после первой своей статьи 1913-го г. дорабатывал модель атома, уточнял формулировки сделанных допущений и обоснования выводов. В последних работах он пришел к заключению, что в дополнение к модели атома Резерфорда достаточно ввести всего два постулата:

- 1) Атомная система устойчива лишь в фиксированных, *стационарных состояниях*, характеризуемых собственными энергиями E_i . Изменение энергии атома происходит при переходе из одного стационарного состояния в другое.
- 2) Поглощение или испускание света возможно лишь на частотах, определяемых энергетическими интервалами между *стационарными состояниями*, $h\nu = \Delta E$.

В остальном все законы классической механики оставлены неизменными.

Пусть заряд ядра равен Ze , радиус орбиты электрона r , скорость движения электрона на орбите v , кинетическая энергия T , полная энергия атома $W < 0$, а энергия связи, выделившаяся при образовании атома из свободных электрона и протона, $E = -W > 0$. С учетом неединичного заряда ядра выражения (3.1.13) – (3.1.15) перепишем в виде:

$$mv^2 = \frac{Ze^2}{r}. \quad (3.2.1)$$

$$W = -E = -\frac{Ze^2}{2r} < 0, \quad T = \frac{mv^2}{2} = E, \quad (3.2.2)$$

т.е. энергия связи равна кинетической и равна (по модулю) половине потенциальной энергии электрона на расстоянии r от ядра.

$$r = \frac{Ze^2}{2E}, \quad \omega = \sqrt{\frac{2}{m}} \frac{E^{3/2}}{\pi Ze^2}. \quad (3.2.3)$$

В формуле Бальмера-Ридберга (В.1) для водорода $\mu_1 = \mu_2 = 0$, так что она упрощается:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right). \quad (3.2.4)$$

Но если энергии фотонов, испускаемых при переходе между двумя стационарными состояниями, $h\nu = hc \tilde{\nu} = E_1 - E_2$, подчиняются этому закону, то и энергии состояний являются функциями квадратов целых чисел:

$$E_n = \frac{Ry}{n^2}. \quad (3.2.5)$$

Здесь константу $Ry = Rhc$ с размерностью энергии мы обозначили так, как это принято сейчас. Она называется *Ридберг*.

Н.Бор исходил из того, что разрешенные состояния квантованы и в поисках первопричины квантования нужно было во-первых, отправляться от величины, пропорциональной n , а во-вторых, шаг квантования искать в виде простой функции кванта действия h . Из (3.2.2) – (3.2.5) видно, что $E_n \sim n^{-2}$, $r_n \sim n^2$, $\omega_n \sim n^{-3}$, $\nu_n \sim n^{-1}$, т.е. природа квантования заложена не в них. А момент импульса электрона на орбите $M_n = m\nu_n r_n \sim n$. Кроме того, и размерности M и h совпадают!

Не будем повторять соображений, приведших Н.Бора к формулировке закона квантования в виде

$$M_n = nh/2\pi = n\hbar \quad (3.2.6)$$

(см. пункты 4,5 его резюме, стр. 22). В современной квантовой теории они вытекают естественным образом [11, 12], а в то время были оправданы хотя бы тем, что в результате дали отличное согласие с экспериментом. Отметим только, что если приписать электрону волновые свойства, то длина волны де-Бройля равна:

$$\lambda = 2\pi/k = h/p = h/mv$$

и если $mvr = nh/2\pi$, то $2\pi r/\lambda = n$. В устойчивом, стационарном состоянии на длине орбиты помещается целое число длин волн!

Выражая параметры орбиты из (3.2.2) – (3.2.5)) через момент импульса и подставляя (3.2.6), получим:

$$v_n = \frac{Ze^2}{M_n} = \frac{Z}{n} \frac{e^2}{\hbar}; \quad (3.2.7)$$

$$E_n = \frac{Z^2 me^4}{2\hbar^2 n^2} = Ry \frac{Z^2}{n^2}; \quad Ry = \frac{me^4}{2\hbar^2} \approx 13,6 \text{ эВ}; \quad (3.2.8)$$

$$r_n = \frac{\hbar^2 n^2}{Z m e^2} = \frac{n^2}{Z} a_B; \quad a_B = \frac{\hbar^2}{m e^2} \approx 0,0529 \text{ нм}; \quad (3.2.9)$$

$$\omega_n = \frac{m Z^2 e^4}{M_n^3} = \frac{Z^2}{n^3} \frac{m e^4}{\hbar^3}. \quad (3.2.10)$$

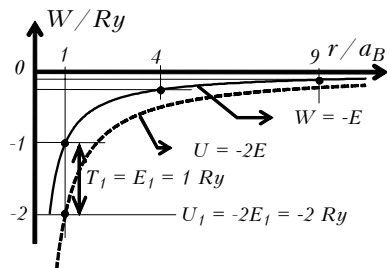
Для водорода $Z = 1$.

Формулы (3.2.7) – (3.2.10) приведены в гауссовой системе единиц, для перевода в СИ нужно везде e^2 разделить на $4\pi\epsilon_0$.

На рис.3.2.1 показаны ход потенциальной энергии электрона U близ единичного точечного заряда, энергии W состояний, удовлетворяющих условию равновесия (3.2.1), энергии и радиусы "стационарных орбит" электрона согласно (3.2.8), (3.2.9), кинетическая и потенциальная энергии в первом стационарном состоянии. Расстояния измеряются в *боровских радиусах* a_B , энергии – в *ридбергах*.

Рис. 3.2.1 Энергетическая схема атома водорода.

Нулевой уровень соответствует отсутствию взаимодействия между электроном и протоном, т.е. ионизованному состоянию атома водорода.



Энергия связи максимальна при $n = 1$. У водорода она равна $1 \text{ Ry} = 13,6 \text{ эВ}$, у одноэлектронных ионов He^+ , Li^{+2} , $\text{Be}^{+3} \dots$ – в Z^2 раз больше. Радиус орбиты (точнее, средний радиус, среднее расстояние электрона от ядра) составляет $a_B \approx 0,0529 \text{ нм}$ или в Z раз меньше. За исключением масштабов по осям, картина типа изображенной на рис. 3.2.1 одинакова для всех одноэлектронных ионов.

Теория Н.Бора в общем случае для атомов не годна. Как только мы попытаемся описать в тех же предположениях более сложную систему, например, атом гелия, ничего хорошего не получится. Система с одним электроном оказалась просто удобной ступенькой для перехода от классической механики к квантовой. Если не пытаться описывать соотно-

шения интенсивностей в спектре водорода, то боровская модель дает действительно точные решения. Это очень скоро было выяснено на примере спектров, обнаруженных при исследовании некоторых звезд. Здесь оказалось, что постоянная Ридберга несколько больше, чем в водородных спектрах. Чтобы объяснить это, пришлось учесть конечность массы ядра. Если электрон вращается вокруг ядра массы M , то в (3.2.8) – (3.2.10) массу электрона m нужно заменить приведенной массой ротатора μ . У гелия ядро в 4 раза тяжелее, так что приведенные массы хоть немного, но все же различаются:

$$\begin{aligned}\frac{1}{\mu_H} &= \frac{1}{m} + \frac{1}{M}, \\ \frac{1}{\mu_{He}} &= \frac{1}{m} + \frac{1}{4M}, \\ \frac{\mu_{He}}{\mu_H} &= 1 + \frac{3}{4} \frac{m}{M+m}.\end{aligned}\tag{3.2.11}$$

Соответственно, различаются и постоянные Ридберга:

$$\begin{aligned}R_H &= 109677,576 \text{ см}^{-1}; & R_{He^3} &= 109717,345 \text{ см}^{-1}; \\ R_D &= 109707,419 \text{ см}^{-1}; & R_{He^4} &= 109722,267 \text{ см}^{-1}. \\ R_\infty &= 109737 \text{ см}^{-1}\end{aligned}\tag{3.2.12}$$

Из (3.2.11) и (3.2.12) получим, что $M \approx 1841m$ в прекрасном соответствии со значением $M/m = 1837$, полученным Дж.Дж. Томсоном по отклонению катодных и каналовых лучей в полях.

3.3 СПЕКТРЫ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ

Водородоподобными будем называть атомы или ионы, имеющие всего один электрон, либо один электрон на внешней (валентной) орбитали. Если размер орбитали единственного внешнего электрона много больше размеров всех внутренних ("остовных") орбиталей, то в некотором приближении можно пренебречь всеми остальными взаимодействиями и считать, что он находится в центральном кулоновском поле. В таком случае его состояния "почти идентичны" состояниям электрона в атоме водорода.

3.3.1. Атом водорода и одноэлектронные ионы

Из (3.2.8) следует, что в системе "электрон + ядро" энергии всех оптических переходов действительно описываются формулой Бальмера-Ридберга:

$$h\nu = E_n - E_m = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (3.3.1)$$

или:

$$\tilde{\nu} = \frac{R \cdot Z^2}{hc} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (3.3.2)$$

Постоянные Ридберга приведены в (3.2.12).

Энергии возбуждения квантованы и равны $3/4, 8/9 \dots (n^2-1)/n^2$ от энергии основного состояния. Для атома водорода в основном состоянии минимальная энергия возбуждения составляет $3/4R \approx 10,2$ эВ¹, для иона $\text{He}^+ \approx 40,8$ эВ. Если бы удалось каким-нибудь способом накопить достаточное количество атомов водорода, то можно было бы наблюдать спектр поглощения, обусловленный возбуждением в состояния $n = 2, 3 \dots$ Соответствующие длины волн равны 121,5; 102,5; 97,2 ... нм. Предел, к которому "сойдется" дискретный спектр, равен 91,125 нм. При меньших длинах волн (больших энергиях возбуждения) состояния уже не квантованы. Электрон получает энергию, достаточную для от-

¹ При комнатной температуре $kT \approx 0.025$ эВ, в 408 раз меньше, так что вероятность найти термически возбужденный атом водорода $\approx 6.4 \cdot 10^{-178}$, неотличима от нуля.

рыва от ядра, т.е. атом ионизируется. Рожденная пара невзаимодействующих частиц может иметь любую кинетическую энергию, поэтому при $h\nu > 13,6$ эВ будет наблюдаться уже не дискретный, а сплошной спектр поглощения.

Реально спектр всех возможных переходов атома Н удастся наблюдать только в излучении, если каким-либо способом молекулы H_2 развалить на возбужденные атомы. Обычно это достигается в газоразрядных трубках. Спектр излучения определяется вероятностью заселения различных возбужденных состояний атома и потому сильно зависит от условий разряда.

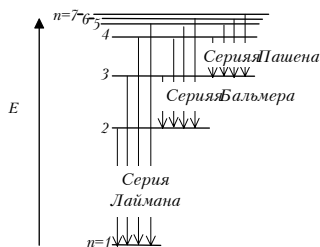


Рис. 3.3.1. Схема излучательных переходов в атоме водорода. Первые три серии.

На рис. 3.3.1 изображены схемы первых 4-х переходов в первых 3-х спектральных сериях. Бальмер наблюдал переходы в состояния с $n = 2$, откуда и название этой серии. Она приходится, в основном, на видимую область спектра, так что естественно, что именно ее и обнаружили прежде всего. Серия Лаймана ($n = 1$) приходится на жесткую УФ-область, остальные ($n \geq 3$) – на ИК. Обозначают спектральные линии указанием серии и номера в

серии. Например, $L_\alpha, L_\beta, L_\gamma, L_\delta$ – в серии Лаймана, $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ – в серии Бальмера и т.д. Линия α – самая длинноволновая в серии. Пределы сходимости серий (при $m \rightarrow \infty$) равны первому члену в формуле (3.3.1), т.е. *потенциалу ионизации атомного терма*, на который происходит переход.

Распределение интенсивности между линиями в сериях зависит, конечно, от вероятностей соответствующих переходов (*от сил осцилляторов* [1]), но зависит также и от вероятности заселения исходных возбужденных состояний, от условий разряда. Напротив, относительные интенсивности линий, обусловленных переходом из одного и того же начального в различные конечные состояния определяются только внутриатомными взаимодействиями. Эти соображения справедливы, естественно, для всех спектров испускания, чем и пользуются для измерения сил осцилляторов. Правда, в общем случае не так просто опреде-

лить, какие из линий атомного или молекулярного спектра имеют общее начальное состояние.

3.3.2. Ридберговские серии в спектрах многоэлектронных атомов и молекул

Теория Бора неполна и непоследовательна. Непоследовательна, поскольку в ней принципы квантовой механики, а именно – существование стационарных состояний, закон их квантования и законы перехода из одного состояния в другое, соединены с принципами классической. А неполна, так как не может учесть взаимодействий в многоэлектронных атомах. Совершенно ясно, что раз состояния микро-частиц квантованы, то это квантование должно как-то ограничить произвол в относительном расположении (или пространственном распределении) электронов в большом ансамбле. Это необходимо приведет к возникновению каких-то новых закономерностей в строении и энергетике различных атомов, что и проявляется в периодичности свойств элементов. Но теория Бора не дает возможности как-либо описать эти эффекты, здесь нужна последовательная квантовая теория.

В то же время, ридберговские серии наблюдаются и в спектрах щелочных металлов (см. соотношения (3.1.3) на стр. 13), и, как было выяснено позже, даже в спектрах больших молекул. Следовательно, и к ним в какой-то мере приложимы представления о "водородоподобности" потенциального поля, в котором существует внешний электрон. Но, все-же, с некоторыми оговорками, которые явно проявляются в возникновении дробных поправок, обозначенных в (3.1.3) буквами s , p , d . Подобные поправки возникают и молекулярных спектрах.

В данном разделе мы попробуем разобраться в том, какова природа возникновения ридберговских серий в спектрах сложных систем, и чем объяснить возникновение и величины поправок s , p , d .

3.3.2.1. Щелочные металлы. Квантовый дефект

В энергиях связи $E_{\text{св}}$ наружных электронов (или потенциалах ионизации, I_g) [13] при переходе от атома инертного газа к следующему элементу, щелочному металлу, происходит резкий скачок, свидетельствующий о возникновении каких-то затруднений при помещении в оболочку очередного электрона (рис. 3.3.2). Из того, что резко уменьшается энергия связи, можно однозначно заключить, что резко увеличивается

радиус орбитали, т.е. дополнительный электрон он уже "не помещается" в оболочку, заполнение которой закончилось на атоме инертного газа.

Следующий важный момент – расстояния между соседними щелочными элементами. Разности их атомных номеров составляют 8, 8, 18, 18, 32. Следовательно, электронные оболочки, последовательно заполняемые по мере продвижения по таблице Менделеева, различаются не только энергией, но и количеством электронов, которые на них можно разместить (эти количества тоже не случайны и равны $2n^2$).

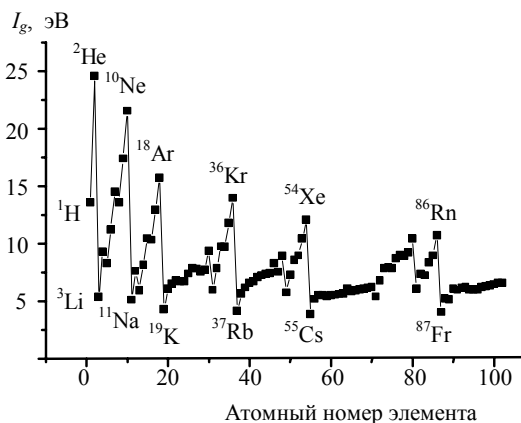


Рис. 3.3.2. Потенциалы ионизации элементов.

Использованы значения, приведенные в [13].

Сопоставим эти факты с оптическими спектрами щелочных металлов, суммированными в формулах (3.1.3). Поправка s здесь присутствует дважды, в первом члене главной серии и во втором – 2-ой побочной. Следовательно, в атоме имеется весь ансамбль термов, энергия которых подчиняется почти тому же закону, что и в водороде:

$$T_{ns} = \frac{R}{(n + s)^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.3.3)$$

Кроме того, из (3.1.3) следует существование еще двух подобных систем, с несколькими иными поправками. Для них отсчет начинается с $n = 2$ для термов T_{np} (типа "p") и с $n = 3$ для термов T_{nd} (типа "d").

Попытки объяснить эти серии термов в рамках несколько видоизмененной или дополненной теории Бора, очень быстро приводят к заключению, что их запись в виде (3.3.3) не логична. Во всяком случае, фигурирующее там целое число n нельзя отождествлять с *главным квантовым числом* n , определяющим в (3.2.8), (3.2.9) (см. стр. 24) энергию и радиус электронной орбитали.

Действительно, наличие термов T_{ns} можно попытаться объяснить, исходя из того, что щелочные металлы содержат один единственный электрон на наружной оболочке, тогда как все внутренние оболочки заняты целиком. Для внешнего электрона получаем, таким образом, "чисто водородоподобную" ситуацию. Потенциал, в котором существует внешний электрон, должен быть близок к потенциалу точечного заряда e/r и тогда весь спектр его состояний должен воспроизводить спектр (3.2.8), причем начиная с $n = 1$, если закон $U = E/r$ справедлив и на расстоянии $a_B = 0,0529$ нм от ядра.

Но тут возникают сложности во-первых, с энергией первого из термов (3.3.3), которая по непонятным причинам оказывается много меньше, чем 13,6 эВ, а во-вторых, с логикой распределения электронов по орбиталям. Приведенные соображения никак не могут объяснить уже отмеченного увеличения интервалов между атомными номерами щелочных элементов при продвижении по ряду $\text{Li} \rightarrow \text{Na} \rightarrow \text{K} \rightarrow \text{Rb} \rightarrow \text{Cs} \rightarrow \text{Fr}$. Отсюда следует хотя бы то, что валентные оболочки этих атомов *различны*, на потенциал e/r накладывается взаимодействие наружного электрона с внутренними оболочками.

Остается предположить, что в знаменателе (3.1.3) правильнее писать не $(n + s)^2$, а $(n_s - \Delta_s)^2$, где n_s – порядковый номер или *главное квантовое число* внешней орбитали, $n_s > 1$. Та же величина, но несколько иное представление. Поправка Δ_s называется *квантовым дефектом* и учитывает "степень экранирования" ядра остовными электронами. Суммарный *эффективный заряд ионного остова* оказывается больше единицы, что легко объяснимо. Но то же самое можно было бы описать и явно, введя в числитель множитель $(Z - \delta)$, где δ – *поправка экранирования*:

$$T_{ns} = \frac{Ry}{(n + s)^2} = \frac{mE^4}{2\hbar^2} \frac{1}{(n_s - \Delta_s)^2} = \frac{mE^4}{2\hbar^2} \frac{(Z - \delta)^2}{n_s^2}, \quad (3.3.4)$$

Величины Δ_s и δ могут оказаться непостоянными, зависящими от n_s . Для основного состояния атома их можно определить, исходя из данных по потенциалам ионизации, см. таблицу 3.3.1.

Иными словами, мы перешли к предположению о том, что все электроны атома последовательно заполняют дискретные оболочки с возрастающими n . Их энергии связи оказываются, правда, несколько большими, чем следует из (3.2.8), что может быть чисто формально описано либо неполным экранированием ядра остовными электронами,

так что эффективный заряд ионного остова ($Z-\delta$) > 1 , либо введением "квантового дефекта" Δ_s , смысл которого тоже заключается в описании эффекта неполного экранирования.

Таблица 3.3.1

Параметры атомов щелочных металлов							
Z	Атом	n_s	Количество остовных электронов	Ry/n_s^2 , эВ	I_{as} , эВ	Δ_s	$Z-\delta$
3	Li	2	2	3,4	5,39	0,41	1,26
11	Na	3	2+8=10	1,51	5,14	1,37	1,84
19	K	4	2+8+8=18	0,85	4,34	2,23	2,26
37	Rb	5	2+8+18+8=36	0,54	4,18	3,20	2,78
55	Cs	6	2+8+18+18+8=54	0,38	3,89	4,13	3,2

Неполное экранирование вполне реально и может быть феноменологически описано разными способами, но все равно остается необоснованным приведенный здесь порядок распределения остовных электронов и происхождение побочных серий. Объяснение этого было найдено в квантовомеханической теории атома [1, 6, 11, 12], краткие сведения из которой мы здесь приведем для полноты изложения.

3.3.2.2. Квантовомеханическая трактовка задачи об атоме водорода

Квантовая механика отличается от классической в первую очередь тем, что отказывается от описания *траекторий частиц* в привычном смысле, т.е. зависимости их координат от времени. Нельзя говорить о движении электрона вокруг ядра по круговой или эллиптической орбите подобно планетам, для которых может быть точно определено их положение в пространстве и импульс, из чего далее точно рассчитываются их положения в любой последующий момент времени.

В микромире существенно фундаментальное ограничение точности одновременного определения таких величин, как координаты и время с одной стороны, импульс и энергия – с другой. Оно выражается *соотношениями неопределенности Гайзенберга* (с формулировки которых и начала развиваться современная квантовая механика):

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar, \quad \Delta E \Delta t \geq \hbar, \quad (3.3.5)$$

Здесь есть аналогия с известным Вам из радиотехники или математики соотношением между длительностью импульса и спектральной шириной его Фурье-образа. Гармоническим, т.е. содержащим одну частоту, может быть только сигнал бесконечной длительности. Любое ограничение его во времени приводит к уширению спектра, а спектр δ -функции вообще бесконечен. Так же и в соотношении координата–импульс.

Электрон не может упасть на ядро, так как это означало бы его локализацию с точностью порядка 10^{-13} см. Согласно (3.3.5), при этом неопределенность импульса составит

$$\Delta p \geq \frac{\hbar}{\Delta x} \approx \frac{1,055 \cdot 10^{-34}}{10^{-15}} \approx 10^{-19} \text{ кг} \cdot \text{м} / \text{с}, \approx 10^{-14} \text{ г} \cdot \text{см} / \text{с},$$

а неопределенность энергии

$$\Delta E = \frac{\Delta p^2}{2m_E} = \frac{10^{-28}}{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-28}} \approx 0,06 \text{ эрг} \approx 3,5 \cdot 10^{10} \text{ эВ},$$

т.е. на 9 с лишним порядков больше энергии связи электрона в атоме водорода. Следовательно, в любой момент времени *координаты электрона неопределенны*. Его нужно представлять себе не движущейся точкой, а неким "облаком отрицательного заряда". В каком-то смысле можно говорить и о его "внутреннем движении". В частности, сохраняются такие понятия как кинетическая энергия, импульс (или, поскольку это – движение в замкнутом пространстве, момент импульса, как и в модели Резерфорда-Бора), магнитный момент орбитального движения, спин электрона. Координаты можно характеризовать только пространственным распределением электронной плотности или, что то же самое, вероятности обнаружения его в заданной точке пространства.

Математический аппарат квантовой механики строится на таких понятиях, как *волновая функция* и *оператор*.

Волновая функция – функция времени, координат, энергии и импульса частицы или частиц всей рассматриваемой системы. Ее квадрат равен вероятности обнаружения частицы (или системы частиц) в фиксированном состоянии, в фиксированный момент времени.

Оператор физической величины – некоторый математический оператор, действие которого на волновую функцию эквивалентно умножению ее на среднее значение этой величины. Соответственно

различаются операторы энергии, импульса, орбитального момента ... Оператор импульса записывается как:

$$\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla . \quad \hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$$

Оператор кинетической энергии:

$$\hat{E}_{\text{кин}} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_E} = -\frac{\hbar^2}{2m_E} \nabla^2 .$$

Оператор потенциальной энергии имеет тот же вид, что и выражение для потенциальной энергии в классической записи. Оператор полной энергии называется *гамильтонианом*, и для электрона в кулоновском поле неподвижного ядра он равен:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m_E} \nabla^2 - \frac{ZE^2}{|\mathbf{r}|} . \quad (3.3.6)$$

Поскольку действие гамильтониана на волновую функцию электрона $\psi^{\text{®}}$ эквивалентно умножению ее на полную энергию электрона, получим *уравнение Шредингера*:

$$\hat{H}\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) , \quad (3.3.7)$$

собственные функции которого являются волновыми функциями стационарных состояний электрона, а соответствующие им собственные значения – энергиями этих состояний.

Для решения задачи об атоме водорода в (3.3.7) удобно перейти к сферическим координатам: $x = r \cdot \sin\theta \cdot \cos\varphi$; $y = r \cdot \sin\theta \cdot \sin\varphi$; $z = r \cdot \cos\theta$. Оператор Лапласа запишется в виде:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2\theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} , \quad (3.3.8)$$

а уравнение Шредингера:

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \\ + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_E}{\hbar^2} \left(E + \frac{ZE^2}{r} \right) \psi = 0 \end{aligned} \quad (3.3.9)$$

Если представить теперь $\psi(r, \theta, \varphi)$ в виде произведения трех составляющих, каждая из которых зависит только от одной координаты – расстояния до ядра (R), полярного (θ) и азимутального (φ) углов:

$$\psi(r, \theta, \varphi) = R(r) \cdot \Theta(\theta) \cdot \Phi(\varphi), \quad (3.3.10)$$

то переменные разделяются и получаются следующие решения [13]:

$$R_{nl}(\rho) = \exp(-\rho/2) \cdot \rho^l \cdot L_{n+l}^{2l+1}(\rho), \quad (3.3.11)$$

$$\Theta_{lm}(\theta) = \left[\frac{(2l+1)}{2} \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \right]^{1/2} P_l^{|m|}(\cos \theta), \quad (3.3.12)$$

$$\Phi_m(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(\pm im\varphi). \quad (3.3.13)$$

Здесь введена безразмерная координата

$$\rho \equiv \frac{2Z}{nE_B} r, \quad (3.3.14)$$

где Z – заряд ядра, n – целое число, a_B – боровский радиус.

Множество решений (3.3.7) оказывается дискретно и задается целыми числами, называемыми *главным квантовым числом* $n = 1, 2, \dots$, *орбитальным квантовым числом* $l = 0, 1, \dots (n-1)$, *магнитным квантовым числом* $-l \leq m \leq l$. В (3.3.11) и (3.3.12) $L_{n+l}^{2l+1}(\rho)$ и $P_l^{|m|}(\cos \theta)$ – присоединенные полиномы Лягерра:

$$L_n^k(\rho) = \frac{d^k}{d\rho^k} \left\{ e^\rho \frac{d^n}{d\rho^n} (\rho^n e^{-\rho}) \right\},$$

и Лежандра:

$$P_l^{|m|}(x) = \frac{1}{2^l l!} [1 - x^2]^{m/2} \frac{d^{l+|m|}}{dx^{l+|m|}} [x^2 - 1]^l.$$

Множество решений угловой части волновой функции:

$$Y_{lm}(\theta, \varphi) = \Theta_{lm}(\theta) \Phi_m(\varphi) = \left[\frac{(2l+1)(l-|m|)!}{4\pi(l+|m|)!} \right]^{1/2} P_l^{|m|}(\cos\theta) e^{im\varphi} \quad (3.3.15)$$

называется *шаровыми функциями* или *сферическими гармониками*. Они определяют форму пространственного распределения электронной плотности. Все функции Y_{lm} взаимно ортогональны, т.е. соответствующие им орбитали "не перекрываются".

При $l = m = 0$ $Y_{00} = (1/4\pi)^{1/2}$, не зависит от углов. В этом случае волновая функция и, следовательно, электронная плотность сферически симметричны. При фиксированном l сумма функций с $-l \leq m \leq l$ также сферически симметрична, но каждая из них в отдельности занимает лишь часть пространства. В [12] приведены изображения электронных облаков в различных l, m – состояниях.

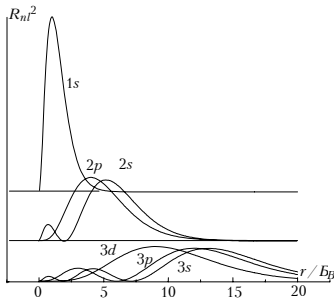


Рис. 3.3.3 Радиальное распределение электронной плотности для трех нижних энергетических состояний атома водорода.

По оси абсцисс отложено расстояние до ядра в единицах боровских радиусов (3.2.9).

Для объяснения природы квантового дефекта и происхождения побочных серий в спектрах щелочных металлов более существенен вид функции $R_{nl}(\rho)$, поскольку энергия электрона в центральном поле определяется расстоянием до ядра. На рис. 3.3.2 представлены функции $R_{nl}^2(r/a_B)$, т.е. радиальное распределение электронной плотности в атоме водорода, находящемся в различных разрешенных состояниях. Здесь использованы общепринятые обозначения этих состояний, включающие запись *главного* и *орбитального* квантовых чисел. Первое записы-

вается явно, цифрой, а второе – символом. Значения $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ указываются первыми буквами слов, ранее придуманных для обозначения серий: *sharp, principal, diffuse, fundamental*. Поскольку $0 \leq l \leq (n - 1)$, возможны следующие термы: $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d, 4f, \dots$

В радиальном распределении существенны следующие моменты:

1. Функции $R_{nl}(R)$ конечны почти на всей координатной оси, от нуля, но имеют $(n - l - 1)$ узлов. Не имеют узлов орбитали $1s, 2p, 3d, 4f, \dots$
2. Средние расстояния до ядра, т.е. $\int r |R_{nl}(r)|^2 dr$ и средние энергии орбиталей, пропорциональные $\int r^{-1} |R_{nl}(r)|^2 dr$, не зависят от орбитального квантового числа l . В полном соответствии с результатами теории Бора (3.2.8), (3.2.9), среднее расстояние оказывается равным $a_B \cdot n^2$, энергия – Ry/n^2 .

Таким образом, орбитали с $n > 1$ оказываются вырожденными, т.е. одну и ту же энергию имеют несколько орбиталей, соответствующих разным сферическим гармоникам. Если учесть еще квантовое число m , которое может принимать $(2l + 1)$ различное значение, то степень вырождения состояний равна $1, 4, 9 \dots n^2$. Поскольку, по принципу Паули, каждое из состояний может быть занято не более, чем двумя электронами (с различными спинами), то всего оболочка может содержать не более $2n^2$ электронов, что вполне согласуется с отмеченными ранее интервалами в таблице Менделеева между соседними щелочными элементами¹, см. таблицу 3.3.1 на стр. 32.

Но реально вырождение может существовать только в одноэлектронном атоме или ионе, когда занята только одна из разрешенных орбиталей. В многоэлектронных атомах общая картина существенно изменяется не только из-за того, что большой заряд ядра уменьшает размеры орбиталей, но и из-за взаимного проникновения различных орбиталей, что существенно искажает их форму. Из рис. 3.3.2 можно видеть, что орбитали *перекрываются*. Расстояния от ядра, равные

¹ Способность, например, 3-й оболочки содержать до 18-ти электронов не реализуется у атома К, поскольку энергия $4s$ орбитали оказывается ниже, чем $3d$. Так же и у следующих щелочных элементов $4d, 4f, \dots$ заполняются не сразу, а после частичного заполнения 5-й оболочки.

$a_B \cdot n^2$ – лишь средние значения, но заметно отлична от нуля вероятность обнаружить электрон второй орбитали ближе к ядру, чем первой.

Предположим, что $1s$ –орбиталь занята двумя электронами и один электрон, валентный, находится на второй оболочке (литий). В-первых, два остоновых электрона неполностью экранируют заряд ядра, так как с некоторой, хоть и небольшой, но заметной вероятностью они будут находиться дальше от ядра, чем валентный. Во-вторых, эта вероятность различна для $2s$ - и $2p$ -состояний валентного электрона.

Степень перекрывания невозможно определить из приведенных формул и рис. 3.3.2, так как они неприменимы к многоэлектронным системам. Но качественно они иллюстрируют и взаимное проникновение орбиталей, и зависимость степени этого проникновения от главных и орбитальных квантовых чисел. Поэтому вырождение термов снимается. Обычно энергии орбиталей растут с увеличением главного и орбитального квантовых чисел. Если в расчетах энергии отправляться от ридберговской формулы типа (3.1.2), то для s -, p - и d -термов с одинаковым главным квантовым числом n придется вводить существенно разные поправки, что и было сделано в самых первых спектральных исследованиях, см. (3.1.3). С увеличением n поправки s , p , d в (3.1.3) уменьшаются, но незначительно, оставаясь величинами того же порядка [1].

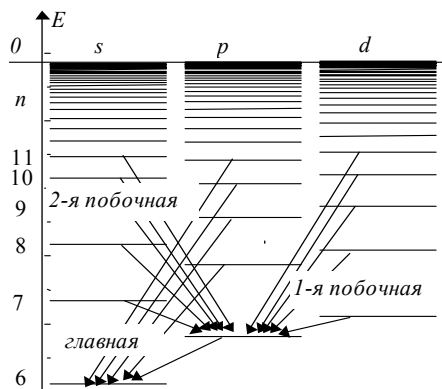


Рис. 3.3.4. Электронные орбитали атома Cs и схема электронных переходов в главной, 1-й и 2-й побочных сериях при излучении. Предел сходимости всех типов термов общий и соответствует энергии иона Cs^+ . Предел сходимости главной серии равен 3,89 эВ, потенциалу ионизации Cs, побочных – на 1,38 эВ меньше.

Следующий существенный результат квантовой теории – *правила отбора* для оптических переходов. На изменение главного квантового числа ограничений нет, но орбитальное квантовое число должно изме-

ниться на ± 1 . Это объясняет закономерность чередования поправок в главной и побочных сериях, см. (3.1.3) и существо самих серий.

В основном состоянии щелочного атома его валентный электрон находится на орбитали ns . У атома Cs – $6s$, см. рис. 3.3.3. Первый разрешенный оптический переход – на орбиталь $6p$, остальные линии этой серии, названной главной, – на $7p, 8p \dots$ Тот же спектр может проявиться и в излучении, в переходах из высоких p -состояний на $6s$ (а так же на $7s \dots$ и т.д.). Но в излучении, при возбуждении, обеспечивающем заселение всех верхних состояний, переход может произойти и в $6p$ -состояние. 1-я побочная серия – переходы из d -состояний, 2-я побочная – из s -состояний, см таблицу на стр. 31.

3.3.2.3. Ридберговские серии в молекулярных спектрах

Радиусы ридберговских орбиталей быстро растут с увеличением главного квантового числа, пропорционально n^2 , см. (3.2.9). Уже при $n = 10$ он превышает 5 нм, но при этом система остается довольно устойчивой. Энергия связи составляет $\approx 0,14$ эВ. Состояние электрона на такой орбитали мало зависит от того, находится в центре ее атомный или молекулярный ион, если его размер много меньше этих 5 нм. Ведь выражение (3.2.9) получено как решение задачи о состоянии электрона в центральном поле. На больших расстояниях поле любого иона можно рассматривать как центральное.

Таким образом, у любой молекулы имеется спектр ридберговских возбужденных состояний, и, соответственно, спектры оптических переходов электронов из невозбужденных, основных состояний, в эти ридберговские состояния. Причем – любых электронов, не обязательно валентных. Подобные серии наблюдались и в спектрах возбуждений основных электронов. Естественно, правила отбора сохраняются и типы ридберговских состояний, в которые возможен оптический переход, зависят от типа исходного состояния.

Так же, как и в атомах, ридберговские термы сходятся к ионизационному пределу, к нулевой энергии связи электрона с оставляемым ионом, а оптический предел сходимости равен потенциалу ионизации возбуждаемых электронов. Первые точные измерения потенциалов ионизации сложных молекул сделаны именно оптически, анализом ридберговских серий в их спектрах поглощения.

3.4 СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА АТОМНЫХ СПЕКТРОВ

3.4.1. Вычисление магнитных моментов ядер по сверхтонкому расщеплению уровней

Сверхтонкое расщепление уровней энергии электронов, наблюдаемое в спектрах испускания и поглощения, обусловлено взаимодействием полного магнитного момента электронной оболочки со спиновым моментом ядра, обусловленным векторной суммой спиновых моментов составляющих его протонов и нейтронов.

Как известно из классической электродинамики, электрон, вращающийся по круговой орбите и характеризуемый механическим орбитальным моментом \vec{P} , имеет также магнитный момент:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2c} \frac{E}{m} \vec{P}. \quad (3.4.1)$$

Это соотношение между механическим и магнитным моментами сохраняется и в квантовой механике для орбитального движения электронов. Механический момент орбитального движения выражается через соответствующее квантовое число следующим образом:

$P_l = \hbar \sqrt{l(l+1)}$, а для магнитного момента справедливо аналогичное выражение: $\mu_l = \mu_0 \sqrt{l(l+1)}$, где $\mu_0 = \frac{\hbar}{2c} \frac{E}{m}$ – магнетон Бора.

Из спектроскопических и других экспериментальных данных (опыт Штерна-Герлаха) следует, что отношение магнитного момента к механическому для спина электрона вдвое больше, чем для случая орбитального движения. Таким образом, для спина электрона имеем:

$$\vec{\mu}_s = \frac{1}{2c} \frac{E}{m} \vec{P}_s. \quad (3.4.2)$$

Здесь $P_s = \hbar \sqrt{s(s+1)}$ – механический, а $\mu_s = 2\mu_0 \sqrt{s(s+1)}$ – магнитный спиновый момент электрона.

Известно, что магнитное взаимодействие спинового и орбитального момента электронов приводит к тонкому расщеплению уровней энергии электронов в атоме, так что состояния, имеющие различные значения

полного момента $P_J = \hbar\sqrt{J(J+1)}$, различаются по энергии. Примером такой тонкой структуры может служить хорошо известный желтый дублет атома натрия.

Из-за различия гиромагнитных отношений для случая орбитального и спинового моментов электрона связь полных магнитного и механического моментов электронной оболочки дается более сложным соотношением:

$$\mu_J = g(J) \frac{1}{2c} \frac{E}{m} P_J, \quad (3.4.3)$$

где $g(J)$ - множитель Ланде, даваемый выражением

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (3.4.4)$$

По аналогии с формулой (3.4.3) связь собственного магнитного момента ядра μ_I с его механическим моментом P_I может быть записана в виде:

$$\mu_I = g(I) \frac{1}{2c} \frac{E}{M} P_I, \quad (3.4.5)$$

где E/M - отношение заряда протона к его массе, а $g(I)$ - множитель, аналогичный фактору Ланде и имеющий определенное значение для ядер данного сорта. В частности, для протона $g(I) = 5,585$. Величина

$$\mu_{\text{яд}} = \frac{\hbar}{2c} \frac{E}{M} \quad (3.4.6)$$

носит название ядерного магнетона, и, как легко заметить,

$$\frac{\mu_{\text{яд}}}{\mu_0} = \frac{m}{M} = \frac{1}{1836}, \text{ т.е. отношение магнетона Бора к ядерному магнетону}$$

равно отношению масс протона и электрона. Причина такого различия в квантах магнитного момента для электронных и ядерных степеней свободы состоит в том, что заряды протона и электрона равны по абсолютной величине, а массы различаются существенно, поэтому при сравнимом механическом моменте магнитный момент протона соответственно меньше магнитного момента электрона.

Механический момент ядра выражается через соответствующее квантовое число I следующим образом:

$$P_I = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (3.4.7)$$

Используя (3.4.5) – (3.4.7), для магнитного момента ядра легко получить:

$$\mu_I = g(I)\mu_{\text{яд}}\sqrt{I(I+1)} . \quad (3.4.8a)$$

Согласно квантовой механике, непосредственно проявляется не сам магнитный момент μ_I , а лишь его проекция на выделенное направление в пространстве, которая принимает значения $\mu_{I_z} = m_I g(I)\mu_{\text{яд}}$, где m_I магнитное квантовое число, принимающее значения $m_I = I, (I-1), \dots, -I$.

Следовательно, максимальное абсолютное значение проекции магнитного момента ядра на направление внешнего поля равно $Ig(I)\mu_{\text{яд}}$. Это значение обычно и принимается за значение магнитного момента ядра и вместо формулы (3.4.8a) этот момент определяется соотношением:

$$\mu_I = Ig(I)\mu_{\text{яд}} . \quad (3.4.8б)$$

Было бы естественно допустить, что протон имеет магнитный момент, равный одному ядерному магнетону, однако опыт показывает, что для протона $I=1/2$ и $g(I) = 5,585$, поэтому собственный магнитный момент протона оказывается равным $2,7927\mu_{\text{яд}}$.

Согласно векторной модели сложения моментов, полный механический момент атома является векторной суммой моментов ядра и электронной оболочки $\vec{P}_F = \vec{P}_I + \vec{P}_J$.

Взаимодействие магнитных моментов электронной оболочки и ядра приводит к изменению энергии электронного состояния:

$$\delta W = \mu_I H(0) \cos(\vec{P}_I, \vec{P}_J) . \quad (3.4.9)$$

Здесь $H(0)$ - напряженность магнитного поля, созданного электронной оболочкой в том месте, где находится ядро.

Выражение (3.4.9) может быть переписано в виде:

$$\delta W = \frac{A}{2} [F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)], \quad (3.4.10)$$

где A — постоянная сверхтонкой структуры, которая определяет энергию взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем, создаваемым электронной оболочкой в окрестности ядра:

$$A = \frac{\mu_I H(0)}{\sqrt{I(I+1)J(J+1)}}.$$

Квантовое число F принимает все возможные значения в ряду $I+J, I+J-1, \dots, |I-J|$.

Расстояние между подуровнями с квантовыми числами $F+1$ и F , выраженное в волновых числах, равно:

$$\delta \tilde{\nu} = \frac{\delta W_{F+1} - \delta W_F}{hc} = A \frac{F+1}{hc}.$$

Для атома водорода и сходных с ним ионов, по расчетам Ферми, постоянная A равна:

$$A = \frac{2l(l+1)}{j(j+1)} \overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} \cdot \mu_I \mu_0. \quad (3.4.11)$$

Здесь r — расстояние от электрона до ядра, следовательно, величина $\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)}$ обратно пропорциональна объему, занимаемому электроном в данном состоянии.

Решение уравнения Шредингера для атома водорода и водородоподобных ионов дает для этой величины:

$$\overline{\left(\frac{1}{r^3}\right)} = \frac{Z^3}{E_0^3 n^3 (l+1/2) l (l+1)} \quad (3.4.12)$$

где $E_0 = \frac{\hbar^2}{mE^2}$ — радиус первой боровской орбиты в атоме водорода.

Выражения (3.4.11), (3.4.12) позволяют заключить, что постоянная сверхтонкой структуры A весьма быстро падает с ростом главного квантового числа n и орбитального квантового числа l . Иначе говоря, величина сверхтонкого расщепления быстро уменьшается при увеличении объема электронной оболочки. Подставляя в формулу (3.4.11) значение $\left(\frac{1}{r^3}\right)$ из (3.4.12), можно получить следующее выражение:

$$A = \frac{hcR\alpha^2 Z^3}{n^3(l+1/2)j(j+1)} \frac{g(I)\mu_{\text{яд}}}{\mu_0}, \quad (3.4.13)$$

где R – постоянная Ридберга, $\alpha = E^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры.

Приближенное выражение константы сверхтонкого взаимодействия A для валентных электронов атомов щелочных металлов можно получить в рамках полуклассической теории Бора-Зоммерфельда:

$$A = \frac{hcR\alpha^2 Z_i Z_B^2}{n^{*3} (l+1/2) \cdot j(j+1)} \frac{g(I)}{1836}. \quad (3.4.14)$$

Здесь Z_a – эффективный положительный заряд, в поле которого движется электрон на той части орбиты, которая лежит вне атомного остова, а Z_i – эффективный заряд ядра на той части траектории электрона, которая проникает внутрь атомного остатка, n^* – эффективное квантовое число для данного состояния валентного электрона.

Для s -электрона атома щелочного металла $l=0$, $j=1/2$, $Z_a=1$ и Z_i приближенно может быть приравнено полному заряду ядра Z , откуда

$$A = \frac{8hcR\alpha^2 Z Z_B^2}{3n^{*3}} \frac{g(I)}{1836}. \quad (3.4.15)$$

Формула (3.4.15) позволяет по экспериментально измеренному значению величины A найти $g(I)$. Далее, если известна величина квантового числа I , характеризующего момент данного ядра, то по формуле (3.4.8б) определяется отношение магнитного момента ядра μ_I к ядерному магнетону $\mu_{\text{яд}}$.

3.5 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Постоянная Ридберга"

Задача работы заключается в экспериментальном определении волновых чисел линий Бальмеровской серии водорода и определении по ним значения постоянной Ридберга.

Серия Бальмера дается уравнением:

$$\tilde{\nu} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right).$$

Иначе это уравнение можно записать в виде:

$$\tilde{\nu} = \frac{R}{4} - \frac{R}{n^2}. \quad (3.5.1)$$

Из него видно, что если откладывать по оси ординат значения волновых чисел Бальмеровской серии, а по оси абсцисс – соответствующие значения $1/n^2$, получим прямую с наклоном $-R$. Точка ее пересечения с осью ординат дает значение $R/4$.

3.5.1. Измерение длин волн (волновых чисел)

Волновые числа линий водорода определяются при помощи спектрометра (гониометра с призмой).

Для измерения длин волн (или волновых чисел) какого-нибудь линейчатого спектра, пользуются линиями другого линейчатого спектра, длины волн которого хорошо известны. Эти линии называются реперами.

Если производятся очень точные измерения, то не всякая линия может служить репером. В этом случае пользуются так называемыми нормальными, т.е. линиями, длины волн которых весьма устойчивы при изменениях режима источника и которые определены с большой точностью.

Проще всего длины волн определяются методом линейной интерполяции. Длина волны искомой линии определяется по формуле:

$$\lambda_x = \lambda_2 + (\lambda_1 - \lambda_2) \frac{n_x - n_2}{n_1 - n_2} \quad (3.5.2)$$

где λ_x , n_x – искомые длина волны и соответствующий ей отсчет по гониометру; $\lambda_1, \lambda_2, n_1, n_2$ – то же для реперных линий.

Такая же формула может быть использована для определения волновых чисел:

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_1 + (\bar{\nu}_2 - \bar{\nu}_1) \frac{n_x - n_1}{n_2 - n_1}. \quad (3.5.3)$$

Формула (3.5.2) выведена в предположении того, что $\lambda_1 > \lambda_2$, она дает точные результаты тогда, когда расстояния между линиями пропорциональны разностям длин волн, что имеет место только для спектров, полученных с помощью дифракционных решеток. В спектре, полученном с помощью призмы, не существует линейной зависимости между разностями длин волн линий и расстояниями между ними, поэтому в случае призматического спектра вычислять по формулам (3.5.2) и (3.5.3) можно только тогда, когда разность длин волн между реперами мала (несколько ангстрем).

Для спектра, полученного с помощью стеклянной призмы, хорошие результаты дает интерполяционная формула Гартмана, выражающая зависимость длины волны от координаты в форме:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{A}{n - n_0}, \quad (3.5.4)$$

где λ_0, n_0, A – постоянные, определяемые по трем линиям (нормалям).

Так как для дальнейшего анализа нас интересуют не длины волн, а волновые числа $\bar{\nu}$, формулу (3.5.3) удобнее преобразовать к вычислению волновых чисел.

Заменяя λ на $1/\bar{\nu}$, после простых алгебраических преобразований, получим зависимость того же вида:

$$\bar{\nu} = \bar{\nu}_0 + c / (x - x_0), \quad (3.5.5)$$

где $\bar{\nu}_0, x_0, c$ – новые постоянные.

Для нахождения $\bar{\nu}_0, x_0$ и c , входящих в формулу (3.5.5), необходимо подставить в нее значения волновых чисел и координаты трех нормалей. Если обозначить их волновые числа $\bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2, \bar{\nu}_3$, а координаты x_1, x_2 ,

x_3 , то мы получим систему трех уравнений первой степени, решая которую найдем:

$$\begin{aligned}x_0 &= x_1 + (\tilde{v}_3 - \tilde{v}_2) \frac{(x_2 - x_1)(x_3 - x_1)}{(\tilde{v}_3 - \tilde{v}_1)(x_2 - x_1) - (\tilde{v}_2 - \tilde{v}_1)(x_3 - x_1)} \\c &= (\tilde{v}_2 - \tilde{v}_1) \frac{(x_1 - x_0)(x_2 - x_0)}{x_2 - x_1} \\ \tilde{v}_0 &= \tilde{v}_1 - \frac{c}{x_1 - x_0}\end{aligned}\tag{3.5.6}$$

Если за начало отсчета координаты x примем положение одной из нормалей, например, v_1 , то $x_1 = 0$ и уравнения (3.5.6) несколько упростятся:

$$\begin{aligned}x_0 &= (\tilde{v}_3 - \tilde{v}_2) \frac{x_2 x_3}{(\tilde{v}_3 - \tilde{v}_1)x_2 - (\tilde{v}_2 - \tilde{v}_1)x_3} \\c &= (\tilde{v}_2 - \tilde{v}_1) \frac{(x_1 - x_0)x_0}{x_2} \\ \tilde{v}_0 &= \tilde{v}_1 + \frac{c}{x_0}\end{aligned}\tag{3.5.7}$$

Подставив полученные значения \tilde{v}_0 , x_0 и c в формулу (3.5.5), можно определить по ней волновые числа всех линий, лежащих в промежутке от \tilde{v}_1 до \tilde{v}_3 .

При вычислении длин волн по формуле (3.5.4) для постоянных получаются аналогичные (3.5.6) и (3.5.7) формулы, только в них надо заменить x_0 , c и v_0 на n_0 , A и λ_0 , а все v_i заменить на λ_i .

Формула Гартмана дает хорошие результаты только в тех случаях, когда разность длин волн между крайними реперами не слишком велика, не превышает 100 нм. Поэтому нельзя пользоваться одними и теми же реперами для вычисления волновых чисел всех четырех линий водорода.

3.5.2. Порядок работы и практические указания

Перед выполнением настоящей работы необходимо изучить устройство гониометра, на котором выполняется работа (описание гониометра выдается в лаборатории) и вспомнить, как производится установка гониометра (см. пособие "Спектральные приборы", разд. 2.5.5).

1. Прежде всего необходимо установить гониометр с помощью плоскопараллельной пластинки.
2. В качестве реперов используются линии спектра ртути. Ртутную дугу устанавливают перед щелью коллиматора так, чтобы последний был хорошо заполнен светом. Одновременно устанавливают коллиматор на бесконечность, добиваясь резкого видения щели в зрительную трубу, ранее установленную на бесконечность.
3. После этого ставят на столик гониометра призму и устанавливают ее рабочие грани (две любые грани) перпендикулярно оптической оси трубы. Следует помнить, что при определении длин волн с помощью спектрометра, очень большую роль играет хорошая установка гониометра и самой призмы. От этого зависит качество изображения спектральных линий и точность отсчетов.
4. В призмённых спектральных аппаратах призма ставится обычно в положение наименьшего отклонения для исследуемой части спектра. При таком положении призмы лучи света проходят через нее симметрично и дают наиболее резкое изображение спектральных линий.

Установить призму в положение наименьшего отклонения можно лишь для какой-нибудь одной спектральной линии. В нашей работе измерению подлежит вся видимая область спектра, поэтому призма устанавливается в положение наименьшего отклонения для средней части видимой области (т.е. для голубой линии ртути $\lambda=491,6$ нм).

Положение наименьшего отклонения для какой-нибудь линии спектра устанавливается следующим образом. Осветив щель соответствующим источником света, начинают вращать столик с призмой и наблюдают за спектром (сначала без трубы). Найдя положение, когда при неизменном направлении вращения столика спектр пойдет в обратную сторону, останавливают столик и наводят на спектр зрительную трубу. Наблюдая за нужной линией в зрительную трубу, повторяют ту же операцию в меньшем интервале углов. Призма находится в положе-

нии наименьшего отклонения в тот момент, когда при неизменном направлении вращения столика, линия начнет двигаться в обратную сторону.

5. Производят отсчет углов отклонения для всех линий ртути. Заметим, что в стеклянных приборах, предназначенных для работы во всей видимой части спектра, нужно фокусировать зрительную трубу на каждую измеряемую линию, т.к. нельзя сделать объектив, исправленный на хроматическую аберрацию для всей видимой области спектра. Изменение фокусировки особенно заметно на красном и фиолетовом концах спектра. Хорошая фокусировка проверяется по отсутствию параллакса, т.е. если вертикальная нить окуляра наведена на линию, то при перемещении глаза вправо и влево относительно окуляра, нить не должна перемещаться относительно линии.

Все измерения углов производятся не менее трех раз независимо, т.е. нужно минимум три раза уйти от линии и снова к ней вернуться. Ширину щели коллиматора следует подбирать так, чтобы линии были возможно более узкими, но не потеряли яркости (т.е. чтобы ширина щели была больше нормальной). Однако, слабые линии не удастся измерить при узкой щели, так как при этом не видно визирной нити. Положение слабых линий следует определять при более широкой щели, наводя нить на середину линии (естественно, что здесь нужно проводить измерения более трех раз).

6. Окончив измерения ртутного спектра, наводят трубу на красную область спектра и устанавливают перед щелью водородную трубку. Широко открыв щель, добиваются хорошего заполнения коллиматора светом. При хорошей установке видны четыре линии водорода, которые и надо измерить. Обычно в водородной трубке, одновременно с линиями атомарного водорода, наблюдаются линии кислорода и иногда линии молекулярных полос водорода. Однако, это не мешает измерениям. Линии кислорода гораздо слабее линий водорода, а линии атомарного водорода совпадают с границами молекулярных полос и ярко выделяются на их фоне.

При измерении линий водородного спектра полезно нарисовать в тетради спектр ртути и отмечать на нем места расположения линий водорода. Это поможет потом правильно подобрать интерполяционную формулу, по которой надо вычислить волновое число каждой из линий водорода. Если перед щелью установить призму полного внутреннего

отражения, можно одновременно наблюдать спектры ртути водорода. Обычно призму устанавливают так, что закрывают половину высоты щели.

Применение призмы полного внутреннего отражения заметно сокращает время измерений и дает возможность правильно выбрать интерполяционные формулы для определения волновых чисел каждой из линий водорода.

7. Определение волновых чисел линий водорода производится по интерполяционным формулам, приведенным выше.
8. По найденным значениям волновых чисел H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} линий, методом наименьших квадратов следует определить значение постоянной Ридберга для водорода.
9. Сравнить полученное значение с теоретическим, вычисленным через универсальные постоянные.

3.5.3. Отчет должен содержать:

1. Оптическую схему спектрометра с призмой и поворотной призмой;
2. Таблицу измерений углов отклонения линий – реперов ртути и их средние значения;
3. Таблицу измерений углов отклонения линий водорода и их средние значения;
4. Значения найденных частот линий водорода и интерполяционные формулы, по которым производились расчеты;
5. Системы уравнений, использованные для определения постоянной Ридберга по методу наименьших квадратов;
6. Полученное значение постоянной Ридберга и ее значение, вычисленное по универсальным постоянным.

3.6 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА "Спектроскопическое определение ядерных моментов" (СТС).

3.6.1. Экспериментальное определение параметров сверхтонкого расщепления спектральных линий.

Для измерения сверхтонкой структуры спектральных линий необходимо использовать спектральные приборы высокой разрешающей силы, поэтому в данной работе используется спектральный прибор со скрещенной дисперсией, в котором интерферометр Фабри-Перо помещен внутри призматического спектрографа (см. рис. 3.6.1).

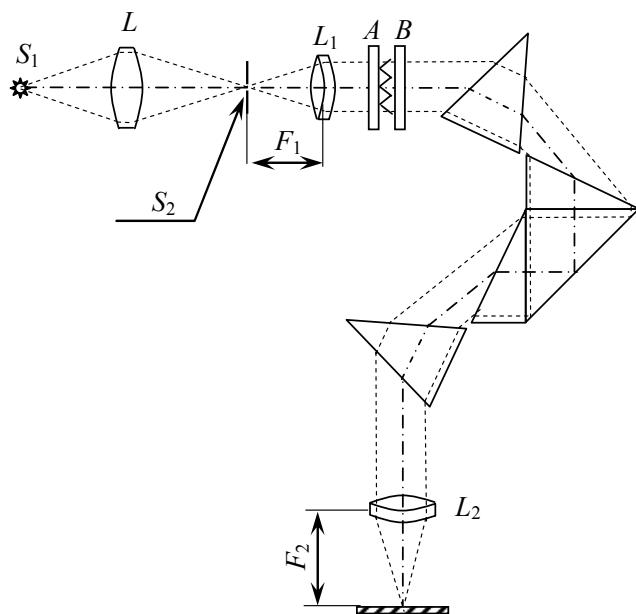


Рис. 3.6.1 Схема спектрографа ИСП-51 с интерферометром Фабри-Перо.

Дисперсия призматического спектрографа достаточна для разделения спектральных линий испускания, обусловленных переходами валентного электрона в атоме щелочного металла, но совершенно недостаточна для разрешения сверхтонкой структуры каждой из этих линий. Поэтому при использовании только призматического спектрографа мы получили бы

на фотопластинке обычный спектр испускания, в котором компоненты сверхтонкой структуры слились бы в одну линию, спектральная ширина которой определяется только разрешающей способностью ИСП - 51 .

Интерферометр Фабри-Перо позволяет получить в пределах каждой спектральной линии интерференционную картину, представляющую собой последовательность интерференционных колец. Угловой диаметр этих колец θ , как известно из теории интерферометра Фабри-Перо, определяется соотношением толщины воздушного слоя эталона t и длины волны λ :

$$\cos \frac{\theta_L}{2} = \mathcal{L} \frac{\lambda}{2t}, \quad (3.6.1)$$

где \mathcal{L} – порядок интерференции для данного кольца.

Таким образом, каждая спектральная линия представляет собой не просто геометрическое изображение входной щели, построенное оптической системой спектрографа в плоскости фотопластинки, каждое из этих изображений теперь оказывается пересеченным отрезками интерференционных колец. Если сверхтонкое расщепление отсутствует, то в пределах данной спектральной линии будет наблюдаться одна система колец, соответствующих различным порядкам интерференции.

Если же в пределах данной спектральной линии присутствуют две компоненты с различными длинами волн (сверхтонкое расщепление), то картина интерференции будет представлять собой две системы колец для длин волн λ и λ' , изображенных на рис. 3.6.2 сплошными и пунктирными линиями соответственно.

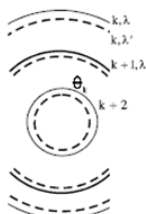


Рис. 3.6.2. Интерференционная структура спектральной линии, состоящей из двух близких компонент.

Линейный диаметр интерференционных колец d в приближении малых углов связан с угловым диаметром θ соотношением:

$$d = \theta \times F_2,$$

где F_2 - фокусное расстояние объектива камеры спектрографа.

Получим выражения, связывающие угловые и линейные диаметры интерференционных колец с длиной волны излучения, формирующего картину интерференции в интерферометре Фабри-Перо.

В приближении малых углов $\cos \frac{\theta_L}{2} \approx 1 - \frac{\theta_L^2}{8}$ и для двух длин волн λ и λ' условия интерференционного максимума L -ого порядка запишутся соответственно:

$$\theta_L^2 = 8 - L \frac{4\lambda}{t}, \quad \theta_L'^2 = 8 - L \frac{4\lambda'}{t} \quad (3.6.2)$$

Отсюда для разности длин волн двух компонент получаем:

$$d\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{t}{4L} (\theta_L^2 - \theta_L'^2). \quad (3.6.3)$$

Угловой диаметр $(L+1)$ -го порядка длины волны определится соотношением:

$$\theta_{L+1}^2 = 8 - (L+1) \frac{4\lambda}{t}. \quad (3.6.4)$$

Из (3.6.2) и (3.6.4) получаем:

$$\frac{4\lambda}{t} = \theta_L^2 - \theta_{L+1}^2. \quad (3.6.5)$$

Исключая t из (3.6.3)-(3.6.5) получим:

$$d\lambda = \frac{\lambda}{L} \frac{\theta_L^2 - \theta_L'^2}{\theta_L^2 - \theta_{L+1}^2}. \quad (3.6.6)$$

При малых углах порядок интерференции дается соотношением $L = \frac{2t}{\lambda}$ (см.(3.6.1)), так что равенство (3.6.6) принимает вид:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{2t} \frac{\theta_L^2 - \theta_L'^2}{\theta_L^2 - \theta_{L+1}^2}. \quad (3.6.7)$$

Переходя к волновым числам $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda}$, получаем:

$$d\tilde{\nu} = \frac{1}{2t} \frac{\theta_{\mathcal{L}}^2 - \theta_{\mathcal{L}}'^2}{\theta_{\mathcal{L}}^2 - \theta_{\mathcal{L}+1}^2}. \quad (3.6.8)$$

Запишем в окончательном виде формулу, выражающую разность волновых чисел двух компонент через линейные диаметры колец:

$$d\tilde{\nu} = \frac{1}{2t} \frac{d_{\mathcal{L}}^2 - d_{\mathcal{L}}'^2}{d_{\mathcal{L}}^2 - d_{\mathcal{L}+1}^2} \quad (3.6.9)$$

Теперь для определения $d\tilde{\nu}$ нам необходимо измерить линейные диаметры двух систем интерференционных колец для двух компонент сверхтонкой структуры внутри исследуемой спектральной линии. Для повышения точности определения $d\tilde{\nu}$ имеет смысл измерять диаметры колец, начиная со второго и заканчивая пятым. Дальнейшие кольца расположены тесно друг к другу и погрешность определения разности квадратов диаметров колец растет очень быстро. Усреднять можно всю правую часть (3.6.9), или отдельно числитель и знаменатель.

3.6.2. Определение ядерного магнитного момента

В настоящей работе предлагается определить величины расщепления основного состояния $5^2S_{1/2}$ стабильного изотопа Rb^{87} по сверхтонкому расщеплению линий дублета рубидия $6^2P_{1/2} - 5^2S_{1/2}$ и $6^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$. Схема переходов и сверхтонкое расщепление основного $5^2S_{1/2}$ состояния показаны на рис. 3.6.3. Сверхтонкое расщепление возбужденных состояний $6^2P_{1/2}$ и $6^2P_{3/2}$ пренебрежимо мало (подумайте, почему?).

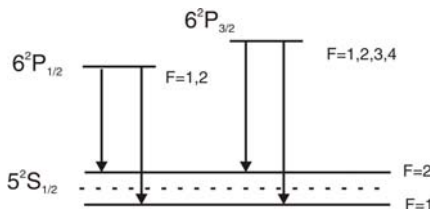


Рис. 3.6.3 Схема переходов в Rb.

По измеренной величине сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ надо считать величину постоянной сверхтонкой структуры A . Затем, используя приближенное выражение (3.4.13), стр. 44, следует найти множитель $g(I)$ для Rb^{87} , после чего определить отношение $\mu_I/\mu_{я\partial}$.

При вычислениях следует использовать следующие значения постоянных, входящих в (3.4.13): $\alpha^2 = (1/137)^2 = 5,324 \cdot 10^{-5}$, $n^* = 1,80$, $Z = 37$, $Z_a = 1$, $R = 109737 \text{ см}^{-1}$, $I = 3/2$, $J = 1/2$.

3.6.3. Порядок работы и практические указания

Экспериментальная установка состоит из спектрографа ИСП-51, внутри которого, между объективом коллиматора и призмной системой, установлен интерферометр Фабри-Перо ИТ-51-30. Интерференционные кольца внутри спектральных линий испускания получаются в главной фокальной плоскости объектива камеры и фотографируются на фотопластинку.

Источником излучения является шариковая газоразрядная лампа, в которой зажигается высокочастотный разряд. Высокочастотный генератор собран на лампе 6Н6П и питается от стабилизированного выпрямителя УИП-1.

Работа выполняется в следующем порядке:

- 1) Зажечь высокочастотный разряд в шариковой газоразрядной лампе.
- 2) Установить источник света и линзу на ось коллиматора спектрографа. Проверить установку интерферометра.
- 3) Сфотографировать на пластинку интерференционные кольца на линиях дублета главной серии Rb^{87} .
- 4) Измерить диаметр интерференционных колец с помощью микроскопа МИР-12 и определить величину сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ для основного состояния атома Rb^{87} .
- 5) Определить отношение $\mu_I/\mu_{я\partial}$ для Rb^{87} .

3.6.4. Отчет должен содержать:

- 1) Оптическую схему установки.
- 2) Таблицу измерений диаметров интерференционных колец с указанием погрешности.

- 3) Величину сверхтонкого расщепления $d\tilde{\nu}$ нормального терма с указанием погрешности.
- 4) Схему термов Rb^{87} .
- 5) Найденные значения A и $g(I)$.
- 6) Величину отношения $\mu_I/\mu_{я0}$ для Rb^{87} .

3.7 ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА

"Магнитное расщепление спектральных линий" (Эффект Зеемана)

В настоящей работе по наблюдению расщепления спектральных линий в магнитном поле определяется величина этого поля и проводится качественное исследование поляризации при наблюдении поперек магнитного поля.

3.7.1. Введение

Как известно, при помещении светящегося газа в магнитное поле, спектральные линии излучаемого света расщепляются на ряд составляющих. Это явление было доказано Лоренцем на основании классической электронной теории, а затем наблюдалось на опыте Зееманом.

Расщепление спектральных линий может быть сравнительно простым (нормальный эффект) и более сложным (аномальный эффект).

Нормальный эффект заключается в том, что спектральные линии расщепляются на три поляризованных составляющих. Характер поляризации проявляется уже в том, что при наблюдении поперек поля видны все три компонента, а при наблюдении вдоль поля – только две.

Нормальный эффект дают не все линии, а только одиночные синглетные линии. Синглетными называются линии, начинающиеся и заканчивающиеся на атомарных состояниях, имеющих спиновое квантовое число $S = 0$, т.е. состояния, в которых спиновые моменты всех электронов скомпенсированы. Для таких состояний множитель Ланде, в общем виде даваемый выражением

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}. \quad (3.7.1)$$

Здесь S - спиновое квантовое число, L - орбитальное квантовое число, а J - квантовое число, характеризующее полный орбитальный момент $P_j = P_L + P_S$.

Поскольку для синглетных термов $S = 0$, то $J = L$ и, очевидно, $g = 1$. В этом случае величина магнитного расщепления верхнего и нижнего термов спектрального перехода, даваемая в общем случае выражением

$$\Delta W = M_j g \mu_0 H, \quad (3.7.2)$$

где M_j - магнитное квантовое число, принимающее ряд значений $J, (J-1), \dots, -J$ (всего $2J+1$ значений), g - множитель Ландэ, μ_0 - магнетон Бора, H - напряженность внешнего магнитного поля, упрощается и переходит в

$$\Delta W = M_j \mu_0 H \quad (3.7.3)$$

Учитывая правила отбора для магнитного квантового числа:

$$\begin{aligned} \Delta M_j &= 0 & - \text{для } \pi - \text{компоненты и} \\ \Delta M_j &= \pm 1 & - \text{для } \pm \sigma - \text{компоненты,} \end{aligned}$$

получаем классический зеемановский триплет с частотным расщеплением $\Delta \nu = \left(\frac{E}{m} \right) \frac{H}{4\pi c}$, т.е. нормальный эффект Зеемана.

Мультиплетные линии дают сложный или аномальный эффект. Однако, в сильных магнитных полях сложный эффект переходит в простое расщепление, как и в случае нормального эффекта.

Ниже речь будет идти только о нормальном эффекте.

По классической теории расщепление спектральных линий вызывается возникающим в магнитном поле прецессиональным движением колеблющихся электронов. Квантовая теория объясняет появление спектральных составляющих как результат вызванного магнитным полем расщепления атомных уровней энергии.

Обе трактовки, применительно к нормальному эффекту, дают один и тот же результат, как для интенсивности и поляризации спектральных линий, так и для частот, а именно: составляющие, появляющиеся при наложении магнитного поля, сдвинуты по частоте от первоначальной расщепленной линии на величину $\Delta \nu = \left(\frac{e}{m} \right) \frac{H}{4\pi c}$. (3.7.4)

где H - напряженность магнитного поля; e/m - удельный заряд электрона (CGSM). Из формулы (3.7.3) видно, что измерив H и $\Delta \nu$ можно определить e/m . Переходя от частоты к длинам волн с помощью соотношения $\lambda \nu = c$, формулу (3.7.3) можно записать в виде:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \left(\frac{E}{m} \right) \frac{H}{4\pi}$$

Для поля в 6000 Эрстед $\Delta\lambda$ в видимой области спектра имеет величину порядка 0,1 Ангстрем. Разрешение столь близких линий возможно лишь с помощью приборов с высокой разрешающей силой. Наиболее целесообразным является применение интерференционных спектропов, к числу которых принадлежат эталон Майкельсона, эталон Фабри-Перо и пластинка Люммера - Герке.

В данной работе, в качестве прибора высокой разрешающей силы для наблюдения расщепления спектральных линий, используется эталон Фабри-Перо в комбинации с монохроматором.

3.7.2. Эталон Фабри—Перо и работа с ним

Простейший эталон Фабри-Перо представляет собой плоскопараллельную стеклянную пластинку, покрытую с обеих сторон отчасти прозрачным зеркальным слоем серебра. Благодаря значительному коэффициенту отражения, луч света, попавший в стекло, испытывает многократные отражения, в результате чего, как в отраженном, так и в прошедшем свете появляются группы параллельных лучей (рис. 3.7.1). Каждый из прошедших лучей отличается от своих соседей по фазе на величину, соответствующую разности хода, равной, как всем известно,

$$D = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} = 2tn \cos \beta$$

Где t — толщина пластинки, а n — показатель преломления.

Все эти лучи, интерферируя, дают максимум при условии $\frac{D}{\lambda} = \mathcal{L}$, где \mathcal{L} - целое число.

Если эффект интерференции наблюдается в фокальной плоскости линзы, ось которой перпендикуляр-

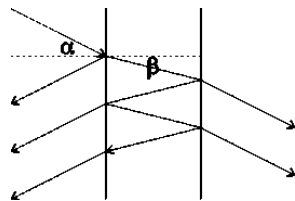


Рис. 3.7.1. Эталон Фабри-Перо

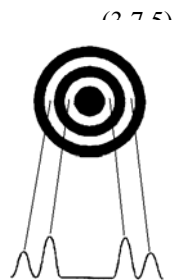


Рис. 3.7.2

на плоскостях экрана, то на расстоянии $F \cdot \operatorname{tg} \alpha$, где F — фокусное расстояние линзы, от главного фокуса возникает светлая точка. Ясно, что при освещении эталона расходящимся пучком света, найдутся лучи, составляющие тот же угол α с перпендикуляром к эталону, но лежащие в другом азимуте. Эти лучи так же соберутся в точке фокальной плоскости линзы, удаленные от главного фокуса на то же расстояние $F \operatorname{tg} \alpha$. Так как эффект интерференции для всех этих лучей будет один и тот же (постоянному α отвечает постоянное D), то в фокальной плоскости возникает светлое кольцо L -го порядка интерференции (Рис. 3.7.2).

Так как в падающем пучке имеются лучи любых направлений, то помимо кольца k -го порядка возникнут кольца других порядков. Из выражения

$$L = \frac{D}{\lambda} = 2 \frac{t}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (3.7.6)$$

видно, что центральное кольцо (α - минимальное) будет иметь наивысший порядок интерференции.

Кольца больших диаметров будут иметь меньшие порядки интерференции. Если пронумеровать кольца, считая центральное кольцо первым и обозначить порядок интерференции первого кольца

$$L_1 = 2 \frac{t}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha_1},$$

то порядок интерференции второго кольца будет $L_2 = (L_1 - 1)$, третьего кольца $L_3 = (L_1 - 2)$ и т.д. В принятой нумерации P -ое кольцо будет иметь порядок интерференции $L_P = L_1 - (P - 1)$.

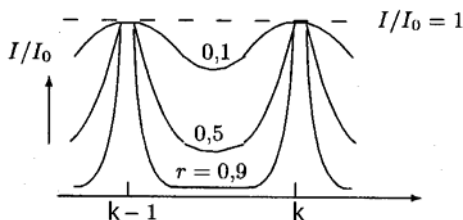


Рис. 3.7.3. Распределение интенсивности в проходящем свете в зависимости от порядка интерференции L и коэффициента отражения поверхностей r .

Резкость интерференционной картины, создаваемой эталоном, будет зависеть от коэффициента отражения поверхностей r (Рис. 3.7.3). Причина повышенной резкости интерференционной картины, создаваемой эталоном Фабри-Перо, заключается в особенности интерференции большого числа лучей,

приводящей к сужению интерференционных максимумов.

Эталон Фабри - Перо можно с успехом использовать для разрешения очень близких спектральных линий λ и λ_1 .

Действительно, кольцо \mathcal{L} -го порядка в картине, возникающей за счет света с длиной волны λ , имеет угловой диаметр $\Theta = 2\alpha$.

$$(\alpha \text{ и } \lambda \text{ удовлетворяют соотношению } \mathcal{L} = 2 \frac{t}{\lambda} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}).$$

Кольцо того же порядка \mathcal{L} но возникшее в свете длины волны λ_1 будет иметь угловой диаметр $\Theta' = 2\alpha'$.

$$(\alpha' \text{ и } \lambda_1 \text{ удовлетворяют соотношению } \mathcal{L} = 2 \frac{t}{\lambda_1} \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha'})$$

Узость колец обеих интерференционных картин позволяет отдельно видеть даже очень близкие кольца, что и обеспечивает разрешение очень близких длин волн.

Применение эталона Фабри-Перо для измерения разности длин волн ограничено, однако, со стороны больших значений этой разности. Для того, чтобы убедиться в этом, сопоставим изменение угла $\Delta\alpha$, связанное с переходом от P -го кольца к $P + 1$ -му кольцу, с изменением угла $d\alpha$ P -го кольца, обусловленным изменением длины волны на $d\lambda$ от λ до $\lambda' = \lambda + d\lambda$. Как $\Delta\alpha$, так и $d\alpha$ можно получить из условия $2t n \cos \beta = \mathcal{L} \lambda$. Первому изменению $\Delta\lambda$ будет соответствовать изменение \mathcal{L} на 1, второму изменению $d\lambda$ будет соответствовать изменение длины волны λ на $d\lambda$. Соответствующим дифференцированием получим:

$$\Delta\beta = -\frac{\lambda}{2tn \sin \beta} = \frac{\lambda}{2t \sin \alpha}, \quad d\beta = -\frac{\mathcal{L} d\lambda}{2tn \sin \beta} = \frac{\mathcal{L} d\lambda}{2t \sin \alpha} \quad (3.7.7)$$

Имея в виду, что $\sin \alpha = n \sin \beta$ и, следовательно, $d\alpha = n \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} d\beta$ имеем:

$$\Delta\alpha = -n \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \frac{\lambda}{2t \sin \alpha}, \quad d\alpha = -n \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \frac{\mathcal{L} d\lambda}{2t \sin \alpha} \quad (3.7.8)$$

Однозначность измерений с эталоном Фабри-Перо возможна лишь при условии $d\alpha < \Delta\alpha/2$, ибо в противном случае, а именно, в случае, когда $d\alpha$ может быть и меньше и больше $\Delta\alpha/2$, теряется возможность выявления колец одного и того же порядка в интерференционных картинах различных длин волн.

Действительно, если в излучении источника, кроме длины волны λ , содержится еще и некоторая длина волны $\lambda' = \lambda + d\lambda$, то между кольцами картины, возникающей в свете длины волны λ , появятся еще и кольца, принадлежащие картине, создаваемой в свете длины волны λ' . В том случае, когда da может быть больше и меньше $\Delta\alpha/2$, этим кольцам с равным основанием можно приписать L -ый и $L+1$ -ый порядок, считая соответственно $da > \Delta\alpha/2$ применительно к первому варианту и $da < \Delta\alpha/2$ применительно ко второму варианту.

Если же заведомо известно, что $da < \Delta\alpha/2$, то порядок интерференционного кольца, возникшего в свете длины волны λ' , должен совпадать с порядком ближайшего кольца интерференционной картины, возникшей в свете длины волны λ .

Таким образом, измерения будут однозначны, если $da < \Delta\alpha/2$ или когда заведомо известно, что $d\lambda < \lambda/L$.

Отношение $\lambda/L = \Delta\lambda$ называется постоянной эталона. Эта величина позволяет оценить максимальную разность длин волн $d\lambda = \Delta\lambda/2$, которую можно измерить с помощью данного эталона без какой-либо неопределенности. Постоянная эталона показывает также, какому интервалу длин волн соответствует расстояние между соседними кольцами. Так как измерения с эталоном ведутся на основе промера центральных колец, то при оценке величины $L = \frac{2tn \cdot \cos\beta}{\lambda}$ можно считать $\cos\beta = 1$.

$$\text{Тогда } L = \frac{2tn}{\lambda} \text{ и постоянная эталона оказывается равной } \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nt}$$

Эталон, для которого $t = 0.5$ см и $n = 1.5$ имеет постоянную равную $\Delta\lambda = 0,2$ Ангстрем применительно к $\lambda = 5,5 \cdot 10^{-5}$ см.

С помощью такого эталона можно произвольно измерить $d\lambda$, если заведомо известно, что $d\lambda < 0.1$ Ангстрем.

Измерения с эталоном Фабри-Перо предполагают, что излучение с изучаемыми длинами волн λ и λ' выделено из спектра. Присутствие других длин волн чрезвычайно усложнило бы вид интерференционной картины, а при значительных их числе вообще размывало бы ее.

Эталон Фабри-Перо обычно используют в комбинации с другим спектральным прибором, например, со спектрографом.

Возможные схемы такой установки изображены на рис. 3.7.4 и 3.6.1.

Источник S устанавливается в главном фокусе линзы L_1 так, что свет, прошедший линзу L_1 , распространяется далее параллельными пучками. Каждой точке источника после линзы L_1 будет соответствовать определенный пучок параллельных лучей.

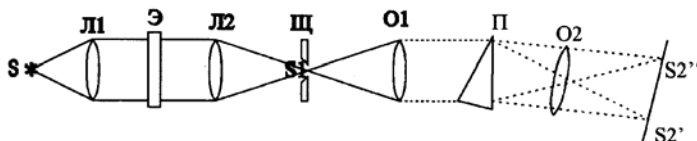


Рис. 3.7.4 Схема установки

Различным точкам источника соответствуют параллельные пучки, несколько наклоненные друг к другу. На некотором расстоянии от линзы L_1 ставится линза L_2 , фокусирующая эти параллельные пучки в точки. В результате преломления в линзе L_2 в ее фокальной плоскости возникнет изображение источника S_1 . Если между линзами L_1 и L_2 поставить эталон Фабри-Перо, то часть параллельных лучей, идущих между ними, будет погашена, в результате чего изображение источника в каждой длине волны было бы видно лишь вдоль максимумов интерференционной картины, соответствующих данной длине волны и имеющих форму концентрических колец; но так как источник излучает множество длин волн, то в фокальной плоскости линзы L_2 все интерференционные картины наложатся друг на друга и дадут равномерное освещение всех точек изображения.

Спектрограф осуществляет разделение изображений источника по длинам волн.

Так как щель спектрографа (изображение S_1) освещается длиной волны не во всех точках, а лишь по дугам колец соответствующей интерференционной картины, то каждая спектральная линия будет представлена системой колец данной длины волны или 2-3 системами колец, если в данной линии соединены 2-3 неразрешенных спектрографом длины волны.

Интерференционные картины могут быть зарегистрированы фотографически или промерены с помощью окулярного микрометра.

3.7.3. Особенности применения эталона Фабри-Перо для измерения магнитного расщепления спектральных линий

Как уже говорилось во введении, нормальный эффект Зеемана заключается в том, что одиночная (синглетная) линия распадается под действием магнитного поля на 3 составляющих. Если при отсутствии магнитного поля данной линии соответствовала одна частота ν , то при наличии магнитного поля ей будет соответствовать три частоты ν и $\nu \pm \Delta \nu$, где $\Delta \nu = \frac{E}{h} \frac{H}{4\pi c}$.

В интерференционной картине, получаемой с помощью эталона Фабри-Перо, воздействие магнитного поля скажется в том, что у каждого кольца появятся два спутника. Один из спутников соответствующий частоте $\nu + \Delta \nu$ (меньшая длина волны), появится с внешней стороны кольца, другой спутник, соответствующий частоте $\nu - \Delta \nu$ (большая длина волны), появится внутри основного кольца.

С ростом H будет расти и $\Delta \nu$, и спутники постепенно будут удаляться от основного кольца. При этом нужно иметь в виду, что между P -м и $P + 1$ -м кольцами появятся два добавочных кольца. Одно кольцо будет внешним спутником P -го кольца и соответствует частоте $\nu + \Delta \nu$, другое – внутренним спутником $(P + 1)$ -го кольца и соответствует частоте $\nu - \Delta \nu$. По мере роста магнитного поля внутренний спутник $(P + 1)$ -го кольца и наружный спутник P -го кольца будут двигаться навстречу друг другу и при некотором значении магнитного поля сольются друг с другом. Факт слияния спутников будет означать, что $d\lambda = \Delta\lambda/2$, так как двойное встречное движение колец сблизило их как раз на угловое расстояние между соседними кольцами основной картины.

Изменение длин волн спутников относительно основной длины волны, вызванное таким полем, определяется без измерений.

Существенно обратить внимание на то, что при наличии возможности медленно увеличивать разность длин волн с помощью эталона можно измерить разность длин волн, намного превышающую постоянную эталона. В условиях магнитного расщепления увеличение разности длин волн достигается увеличением магнитного поля.

Для того, чтобы измерить разность длин волн этим методом, необходимо следить за изменением интерференционной картины в течении всего времени измерения магнитного поля.

Действительно после того, как внешний спутник P -го кольца и внутренний спутник $(P + 1)$ -го кольца слились, что было при $d\lambda = \Delta\lambda/2$, дальнейшее увеличение поля приводит к еще большему удалению спутников от основных колец. Спутники вновь разойдутся и, удаляясь от одноименных колец, будут приближаться к соседним кольцам основной системы.

Внешний спутник P -го кольца будет приближаться к $(P + 1)$ -му кольцу, а внутренний спутник $(P + 1)$ -го кольца к P -му основной системы. При некотором поле $d\lambda = \Delta\lambda$ спутники сольются с основными кольцами. При дальнейшем увеличении поля от P -го кольца отделится внешний спутник $(P - 1)$ -го кольца и расширяясь, будет приближаться к $(P + 1)$ -му кольцу. Навстречу ему будет двигаться внутренний спутник $P + 2$ -го кольца, который, оторвавшись от $(P + 1)$ -го кольца, будет двигаться к P -му кольцу. При $d\lambda = 3\Delta\lambda/2$ они сольются и т.д.

Интерференционная картина, возникающая при случайном магнитном поле, имеет в три раза больше колец, чем картина без поля. При полях H_1, H_3, H_5 и т.д. для которых $d\lambda = \Delta\lambda/2, d\lambda = 3\Delta\lambda/2, d\lambda = 5\Delta\lambda/2$ спутники будут попарно сливаться между собой, что приведет к числу колец в два раза большему по сравнению с картиной без поля. Наконец, при значениях поля H_2, H_4, H_6 и т.д. спутники будут совпадать с кольцами основной системы и число колец будет таким же, как в картине без поля.

3.7.3.1. Практические указания

В данной работе используется интерферометр Фабри-Перо, состоящий из двух стеклянных пластинок, разделенных воздушным промежуток, внутренние поверхности пластин полупрозрачны или плоскопараллельная стеклянная пластинка, покрытая с обеих сторон отчасти прозрачным зеркальным слоем. Нужное расстояние между зеркалами задается с помощью разделительного кольца, сделанного из инвара.

Наружные плоскости пластин составляют с плоскостями зеркал небольшой угол (примерно 0.5 градуса). благодаря этому рефлексы от нерабочих (наружных) плоскостей уводятся в сторону. Такие интерферометры наиболее распространены в настоящее время.

(Данные эталона и источника света смотрите на самой установке). Источником света в нашей установке служит газоразрядная трубка. Газоразрядная трубка постоянно укреплена между полосами электромаг-

нита, на который подается постоянное напряжение от универсального источника питания (УИП-1).

Оптическая система состоит из монохроматора с окуляром, двух линз и эталона Фабри-Перо.

Так как газоразрядная трубка постоянно закреплена между полюсами магнита, юстировку оптической системы проще всего проводить в следующем порядке. Широко раскрыв щель монохроматора, поворачивают его до тех пор, пока свет от газоразрядной трубки не будет проходить через всю систему монохроматора, при этом в окуляре, заменяющем выходную щель монохроматора, будет виден яркий спектр. Перемещая окуляр вдоль оси, можно сфокусировать его на изображении щели (края щели должны иметь максимальную резкость). Фокусировать окуляр надо по той линии, по которой производятся измерения, для чего поворотом барабана следует вывести эту линию в центр зрения окуляра. После того, как источник света установлен на оптической оси коллиматора и окуляра, следует отъюстировать линзу Л1 (т.е. добиться, чтобы при перемещении линзы вдоль оптической скамьи, увеличенное и уменьшенное изображения источника не сходились со щели монохроматора); затем поставить линзу Л2 (фотообъектив $F = 13,5$ см) на расстоянии 13,5 см от щели и перемещать линзу Л2 вдоль скамьи до тех пор, пока не возникнет четкое изображение источника.

Возникновение такого изображения в плоскости щели, удаленной от линзы Л2 на фокусное расстояние, свидетельствует о том, что между линзами свет распространяется параллельными пучками. Если теперь в световой пучок, идущий между линзами Л1 и Л2, ввести эталон, то интерференция в эталоне приведет к тому, что каждая линия, и в том числе исследуемая линия, распадутся на дуги колец интерференционной картины. При этом может оказаться, что центр интерференционной картины не будет виден, на линии будут видны участки колец, соответствующие левой или правой стороне картины. Поворотом эталона вокруг вертикальной оси можно вывести центр картины на линию, в результате чего на ней будет видна средняя часть картины, включая центральное кольцо. Однако, центральное кольцо может оказаться выше или ниже центра поля зрения. В этом случае поворотом эталона вокруг горизонтальной оси следует вывести центр картины в центр поля зрения.

Если кольца интерференционной картины оказались не очень резкими, следует подфокусировать систему, перемещая линзу Л2 вдоль скамьи до возникновения максимальной резкости колец. Очень высокой

резкости колец в нашей установке ожидать нельзя, т.к. спектральная трубка находится в поле остаточного намагниченного железа магнита и даже при выключенном токе приводит к некоторому неразрешенному расщеплению.

Включение тока в обмотку электромагнита приводит к заметному расщеплению колец.

Так как плоскость поляризации отщепленных линий перпендикулярна плоскости поляризации основной частоты, то вводя в систему поляроид можно погасить в интерференционной картина либо кольца, соответствующие отщепленным частотам, либо кольца, соответствующие основной частоте.

Поляроид вводится в оптическую систему непосредственно перед входной щелью. При введении поляроида, интерференционная картина расфокусируется и надо вновь сфокусировать ее окуляром или вращением барабаника объектива.

Измерения рекомендуется производить в следующем порядке: установив поляроид в положение, когда основные кольца будут погашены (это делается так: сначала надо погасить отщепленные кольца, (картина не меняется при включении поля), а затем повернуть поляроид на 90 градусов), увеличивать магнитное поле до тех пор, пока не произойдет слияние наружного спутника P -го кольца с внутренним спутником $(P + 1)$ -го кольца. При этом интерференционная картина будет состоять из того же числа колец, что и исходная картина (без поля), и кольца будут максимально резкими (установка на совпадение – установка на максимальную резкость).

При соответствующей величине $d\lambda$ определить величину напряженности поля H .

Определение H следует произвести для трех последовательных совпадений колец спутников.

3.7.4. Требования, предъявляемые к отчету

1) Дать оптическую схему установки с изображением не только оптических деталей, но и световых пучков.

2) Привести таблицу наблюдений и найденные величины расщепления $d\lambda$.

3) Привести расчет напряженности магнитного поля H с оценкой погрешности.

3.7.4.1. Условные обозначения:

H — напряженность магнитного поля;

ν — оптическая частота;

e/m — удельный заряд электрона (CGSM);

λ — длина волны;

t — толщина пластинки Фабри-Перо;

D — разность хода для двух волн;

n — показатель преломления пластинки Фабри-Перо;

L — целое число (порядок интерференции);

a — угол падения луча;

F — фокусное расстояние линзы;

G — угловой диаметр;

β — угол преломления;

$\Delta\lambda$ — постоянная эталона Фабри-Перо.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.–Л., Физматгиз, 1963.
- 2 Дорфман Я.Г. Всемирная история физики с древнейших времен до конца XVIII века. М., Наука, 1974.
- 3 Льюис М. История физики. М., Мир. 1970.
- 4 Храмов Ю.А. Физики. Библиографический справочник. М., Наука, 1983.
- 5 Джеммер М. Эволюция понятий квантовой механики. М., Наука, 1985.
- 6 Борн М. Атомная физика. М., Мир. 1965.
- 7 Борн М. Размышления и воспоминания физика. М., Наука, 1977.
- 8 Иоффе А.Ф. О физике и физиках. Л., Наука. 1977.
- 9 Голин Г.М. Классики физической науки. Минск, Высшая школа, 1981.
- 10 Дирак П.А.М. Развитие физических представлений о природе.
В сб. Дирак П.А.М. Воспоминания о необычайной эпохе. М., Наука, 1990.
- 11 Ландау Л.Д., Лифшиц Квантовая механика (Нерелятивистская теория), изд. 2-е. М., Физматгиз, 1963.
- 12 Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р.М. Теория строения молекул. М., Высшая школа, 1979.
- 13 Физические величины. Справочник. Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З.// М. Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- 14 Фриш С. Э., Техника спектроскопии Изд-во ЛГУ, 1936.